

THÈSE

présentée

à l'Université de Paris VI Académie de Paris

par

Jean Pierre SIMANSKI

pour obtenir

le grade de Docteur Ingénieur

Contribution à l'étude de transducteurs amortis à large bande.

Application au traitement optique de l'information

Soutenue le 2 Juillet 1971 devant la Commission d'Examen

M.M. SIESTRUNCK

Président

ALAIS

Examineurs

DEFEBVRE

THÈSE

présentée

à l'Université de Paris VI Académie de Paris

par

Jean Pierre SIMANSKI

pour obtenir

le grade de Docteur Ingénieur

*Contribution à l'étude de transducteurs amortis à large bande.
Application au traitement optique de l'information*

Soutenue le 2 Juillet 1971 devant la Commission d'Examen

M.M. SIESTRUNCK

Président

ALAIS

Examineurs

DEFEBVRE

1832

1832

1832

1832

1832

1832

1832

1832

1832

1832



Je t'embrasse
à l'occasion de ta fête
et te souhaite une bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.

Je t'embrasse
à l'occasion de ta fête
et te souhaite une bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.

Je t'embrasse
à l'occasion de ta fête
et te souhaite une bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.

Je t'embrasse
à l'occasion de ta fête
et te souhaite une bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.

Je t'embrasse
à l'occasion de ta fête
et te souhaite une bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.
Bonne nuit, bonne nuit, bonne nuit.

A MA FEMME

A MES PARENTS

Ce travail a été effectué dans le laboratoire d'ultrasons de la Faculté Libre des Sciences de Lille et du GEFIRN . Que Monsieur le Doyen SEGARD , Directeur de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord , trouve ici mes remerciements pour l'accueil qu'il m'a réservé et les moyens mis à ma disposition .

Que Monsieur SIESTRUNCK , Professeur à la Faculté des Sciences de Paris , veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude . C'est avec la plus grande sympathie qu'il a accepté de présider le jury de thèse .

Mes remerciements vont aussi à Monsieur ALAIS , Professeur à la Faculté des Sciences de Paris , pour l'intérêt qu'il m'a témoigné et pour avoir bien voulu participer au jury .

Je dois beaucoup à Monsieur DEFEBVRE , Professeur à la Faculté Libre des Sciences de Lille , qui n'a cessé de me conseiller et de me guider dans les différentes phases de mon travail . Ces quelques lignes traduisent imparfaitement les sentiments de très vive reconnaissance que j'éprouve à son égard .

Pendant la préparation de cette thèse , j'ai bénéficié souvent des conseils éclairés de Monsieur POULIQUEN , Professeur à la Faculté Libre des Sciences de Lille . Qu'il veuille bien accepter mes plus vifs remerciements .

Je n'aurai garde enfin d'oublier l'appui amical des membres de l'équipe du laboratoire d'ultrasons et tout particulièrement l'aide efficace de Messieurs CLAUS et VERROUST pour les réalisations techniques .

TABLE DES MATIERES

Introduction

Partie A : Etude Théorique

Chapitre 1 : Amortissement par matériau massif placé à l'arrière :

- 1) Hypothèses simplificatrices
- 2) Schéma équivalent du transducteur
- 3) Calcul de la courbe de réponse F/V
 - 3.1) Méthode de calcul - Problème des données
 - 3.2) Principaux résultats
 - 3.2.1) Choix du transducteur
 - 3.2.2) Choix de l'amortisseur

Chapitre II : Amortissement par une ou deux couches métalliques de faible épaisseur :

- 1) Idée directrice
- 2) Calcul de la courbe de réponse F/V
 - 2.1) Méthode de calcul - Problème des données
 - 2.2) Principaux résultats théoriques
- 3) Amortissement par deux couches métalliques successives de faible épaisseur
 - 3.1) Introduction
 - 3.2) Principaux résultats
- 4) Conclusion : Vers la réalisation d'amortisseurs taillés en forme de coin

Chapitre III : Amortissement par une ou plusieurs couches d'épaisseur variable suivies d'un matériau massif

- 1) Introduction
- 2) Recherche de la courbe $Z_B = f(f)$ optimale
- 3) Obtention d'une courbe $Z_B = f(f)$ optimale à un minimum
 - 3.1) Principe
 - 3.2) Principaux résultats théoriques



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550410_0001

- 4) Obtention d'une courbe $Z_B = f(f)$ à deux extrêmes

Chapitre IV : Adaptation du transducteur au milieu de propagation

- 1) Introduction
- 2) Idée directrice
- 3) Obtention de $Z_Q = f(f)$
- 4) Principaux résultats

Partie B : Etude Expérimentale

Chapitre I : Description générale du banc de mesure

- 1) Principe de la méthode
- 2) Dispositif optique
- 3) Dispositif acoustique
- 4) Dispositif électronique d'excitation du transducteur et de mesure de la bande passante
 - 4.1) Schéma électrique équivalent au titanate
 - 4.2) Dispositif d'excitation et de mesure
- 5) Relevé de la bande passante - Mode opératoire

Chapitre II : Vérifications expérimentales - Résultats obtenus

- 1) Amortissement par des métaux collés sur le transducteur
- 2) Amortissement par une grosse épaisseur de mercure
- 3) Amortissement par métaux ou alliages coulés ou soudés sur le transducteur
 - 3.1) Dépôt par coulée de métal sur le transducteur
 - 3.2) Emploi d'alliages à bas point de fusion
- 4) Amortissement par dépôt électrolytique de métal
 - 4.1) Dispositif expérimental
 - 4.2) Principaux résultats
 - 4.2.1) Amortissement par une couche de faible épaisseur
 - 4.2.2) Amortissement par deux couches successives de faible épaisseur
 - 4.2.3) Amortissement par dépôt de cuivre en forme de coin
 - 4.2.4) Amortissement par une couche d'épaisseur infinie
- 5) Adaptation au milieu de propagation

Partie C : Application à la corrélation optique

- 1) Principe de fonctionnement
- 2) Problème du milieu constitutif de la ligne à retard
- 3) Description du dispositif expérimental
- 4) Essais de corrélation réalisés
- 5) Influence du bruit
 - a) Extraction du bruit d'un signal radar constitué par un code à 63 digits
 - b) Influence du bruit sur un signal codé à 15 digits

Conclusion

Annexe I : Variations en fonction de la fréquence de l'impédance ramenée par une couche d'épaisseur faible suivie d'un matériau massif

Annexe II : Etude de l'influence de l'impédance imaginaire ramenée sur la courbe de réponse F/V

Annexe III : Etude de l'adaptation du transducteur au milieu de propagation par l'emploi d'une couche "quart d'onde" d'impédance convenable

Annexe IV : Phénomène de Debye et Sears : Théorie de Raman et Nath

INTRODUCTION

Un radar (Radio Detection and Ranging) a pour but de localiser avec la plus grande précision possible une cible éventuelle et d'en indiquer la vitesse .

Le principe du radar classique est bien connu . Un émetteur fournit des impulsions brèves et puissantes qui , après réflexion sur une cible , sont recueillies par un récepteur . Le temps écoulé entre l'émission et la réception de l'écho est proportionnel à la distance de la cible .

Si le principe est simple , la réalisation pratique est beaucoup plus compliquée car , bien qu'on émette des signaux d'environ 1 MW pendant 1 μ s , la puissance reçue sur le récepteur reste faible (de l'ordre de 10^{-15} Watt) . Il faut également tenir compte du fait qu'à ce signal s'ajoute un bruit (bruit atmosphérique , bruit propre du récepteur) qu'on ne peut réduire à zéro et qui est souvent du même ordre de grandeur que le signal réfléchi par la cible .

Certaines solutions , comme le filtrage du signal reçu , l'augmentation de la durée de l'impulsion , ne permettent pas d'améliorer le récepteur de façon satisfaisante . Il est en effet possible de réduire le bruit en diminuant la bande passante du récepteur mais on ne peut aller trop loin dans cette voie car il existe une limite à partir de laquelle le signal utile est atténué plus rapidement que le bruit . De même , l'augmentation de la durée du signal diminue la précision sur la mesure de distance et la possibilité de distinguer l'une de l'autre deux cibles voisines .

C'est pourquoi certains chercheurs , tel M. WOODWARD (1) ont repensé le problème du radar et ont montré qu'il n'était pas nécessaire d'envoyer un signal très puissant et très court pour avoir la plus grande précision à condition que le récepteur soit conçu de façon à pouvoir réaliser l'opération:

$$\int_0^T y(t) \cdot S(t-t_{01}) \cdot dt$$

c'est à dire faire le produit du signal reçu $y(t)$ par le signal émis retardé de t_{01} , temps nécessaire à l'onde électromagnétique pour parcourir le double de la distance radar-cible , et intégrer ce produit pendant le temps T , durée du signal émis .

On peut montrer (2) qu'il est possible de réaliser des filtres dits adaptés répondant aux conditions exigées , la ligne à retard étant alors

constituée d'un registre à décalage comportant un nombre M de cellules , le passage d'une cellule à la suivante se faisant à une fréquence F_R égale à M/T et qui doit être supérieure à $2.B$ (B = bande passante du signal émis) . On en déduit que M doit avoir pour valeur minimale $2.B.T$, ce qui conduit souvent à des réalisations encombrantes .

Plusieurs auteurs (3,4,5,6) ont proposé une seconde solution qui consiste à réaliser ce récepteur à l'aide de systèmes optiques et d'une ligne à retard ultrasonore , dont les performances sont d'autant meilleures que le produit $B.T$ est plus grand (7) .

Le temps d'intégration T ne pose que le problème de la dimension des optiques et son accroissement ne semble guère utile compte tenu de la longueur de discontinuité du liquide constituant la ligne à retard ultrasonore.

Il faut donc agir sur B en améliorant l'amortissement des transducteurs acoustoélectriques . Une étude théorique approfondie a alors dû être menée de façon à ne retenir et à n'expérimenter que les amortisseurs et les divers types d'amortissement intéressants .

C'est toute cette étude qui est l'objet de notre travail .

Après avoir , dans un premier temps , discuté du choix du transducteur et étudié diverses méthodes d'amortissement (Partie A) , nous décrirons ensuite le dispositif expérimental et la méthode permettant le relevé de la bande passante , et nous dirons quels résultats nous avons obtenus (Partie B). Enfin , Partie C , nous décrirons nos réalisations d'un matériel acousto-optique destiné au traitement optique de l'information et les performances atteintes .

PARTIE A

ETUDE THEORIQUE

Comme un transducteur est un élément résonant , il est , par nature, à bande assez étroite . Deux techniques de base permettent l'élargissement de cette bande :

- 1) l'amortissement du transducteur par l'arrière
- 2) l'adaptation du transducteur au milieu de propagation ("matching") .

On peut concevoir plusieurs variantes de la première méthode :

- dépôt d'un matériau massif d'impédance acoustique convenable
- dépôt d'une couche d'épaisseur calibrée mais constante
- dépôt de couches successives d'épaisseur variable
- dépôt d'une couche taillée en forme de coin
- dépôt de couches successives d'épaisseur variable suivies d'un matériau massif .

De même , l'adaptation du transducteur au milieu de propagation peut être réalisée par une ou plusieurs couches de matériaux présentant des impédances intermédiaires entre celle de la céramique et celle de la ligne acoustique .

Nous allons étudier successivement ces différents procédés .

CHAPITRE I :

Amortissement par matériau massif placé à l'arrière

Nous adopterons , pour toute notre étude , le schéma proposé par beaucoup d'auteurs tels D.A. BERLIN COURT , D.R. CURRAN et H. JAFFE (8) , et repris depuis par la plupart des chercheurs tels G. KOSSOF (9) , LAMBERT (10)

1) Hypothèses simplificatrices :

La théorie est établie en admettant les hypothèses suivantes :

- le transducteur est une pastille vibrant en épaisseur , tel un quartz de taille X ou encore un titanate vibrant parallèlement à sa direction de polarisation (axe Ox_3) .

- le transducteur n'émet que des ondes planes et ses faces sont équipotentiellles . Il est généralement admis que ceci est vérifié quand les dimensions des faces sont au moins 30 fois plus grandes que la longueur d'onde ultrasonore . Comme ici $\lambda = 0,5$ mm à une fréquence de 10 Mhz et que nous utilisons des pastilles de 1 cm de diamètre , nous ne réalisons pas tout à fait cette condition .

- le transducteur est chargé sur ses deux faces , l'une étant en contact avec le liquide du milieu de propagation (généralement de l'eau) , l'autre avec un amortisseur solide ou liquide . Les divers couplages sont supposés parfaits ce qui suppose l'emploi de liquides mouillants ou de matériaux solides parfaitement adhérents .

- enfin lorsque ces diverses charges sont de longueur infinie ou de terminaisons acoustiques telles qu'il n'y ait pas d'ondes de retour , elles peuvent être représentées par des impédances mécaniques réelles .

2) Schéma équivalent du transducteur :

Les caractéristiques électromécaniques du système sont alors les forces F_1 et F_2 appliquées aux faces de l'élément , leurs vitesses de dépla-

cement U_1 et U_2 , la différence de potentiel V appliquée entre ces faces et le courant I absorbé . Ces diverses valeurs peuvent être considérées comme grandeurs d'entrée d'un hexapole (figure A.1) dont les équations de la piézoélectricité permettent de calculer les éléments (8,11,12), aboutissant ainsi au schéma équivalent de la figure A.2 .

Les paramètres intervenant dans le schéma sont :

- $Z_x = A \cdot \rho \cdot v$: l'impédance mécanique du transducteur de surface A , ρ étant la densité du matériau et v la vitesse du son dans celui-ci .

Par commodité , nous l'exprimerons en " ohms équivalents " .

- $\alpha/\pi_0 = f/f_0$: la fréquence réduite par rapport à la fréquence propre f_0 du cristal .

- $C_0 = \epsilon \cdot A/e$: la capacité statique du transducteur d'épaisseur $e = v/(2 \cdot f_0)$

- $\bar{f} = C_0 \cdot h_{33}$: le rapport de transformation du transformateur électromécanique idéal où h_{33} est une constante piézoélectrique (champ électrique / déformation à induction électrique constante) .

Le transducteur est chargé sur ses deux faces par les impédances mécaniques Z_Q du milieu de propagation et Z_B de l'amortisseur de valeurs respectives :

$$Z_Q = A \cdot \rho_Q \cdot v_Q \quad \text{et} \quad Z_B = A \cdot \rho_B \cdot v_B$$

où v_Q et v_B sont les vitesses du son dans la charge et l'amortisseur de masses volumiques respectives ρ_Q et ρ_B .

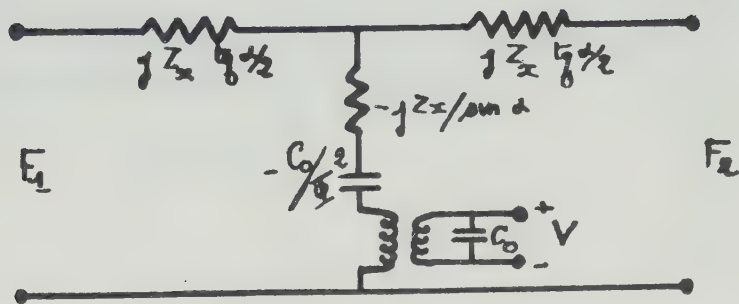
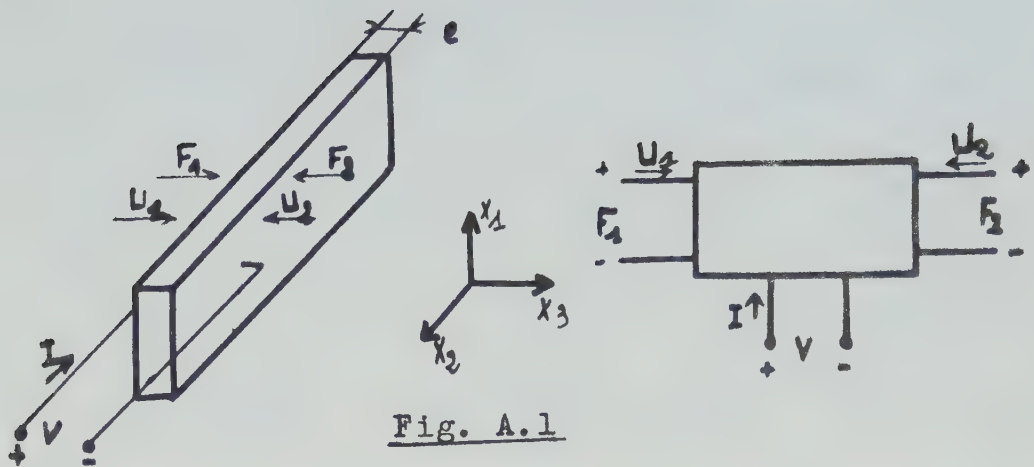
Le circuit peut alors être redessiné comme suit (figure A.3) en mettant en évidence la force F exercée par le cristal sur le milieu de transmission . On applique alors l'identité de NORTON (figure A.4) à l'élément encadré de la figure A.3 en décomposant la branche horizontale $j \cdot Z_x \cdot \tan \alpha/2$ en :

$$j \cdot Z_x \cdot \tan \alpha/2 = j \cdot Z_x \cdot \tan \alpha/2 + Z_B - Z_B = Z_1 - Z_B$$

tandis que la branche verticale reste :

$$Z_2 = j \cdot Z_x \cdot \tan \alpha/2 + Z_B = Z_1$$

Le calcul se poursuit avec $Z_1 = Z_2$; donc , pour la figure A.4 , $M = 2$, la partie ($- Z_B$) restant à part . On obtient alors , en regroupant les impédances , le schéma de la figure A.5 . Il ne reste plus ensuite , pour simplifier les calculs ultérieurs, qu'à éliminer le transformateur électromécanique parfait en faisant passer la capacité C_0 au secondaire . On obtient



Circuit équivalent d'un transducteur
vibrant en épaisseur

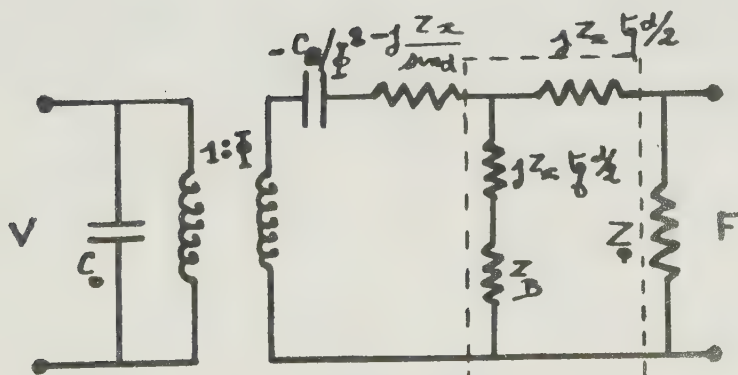


Schéma équivalent d'un transducteur chargé
sur ses deux faces

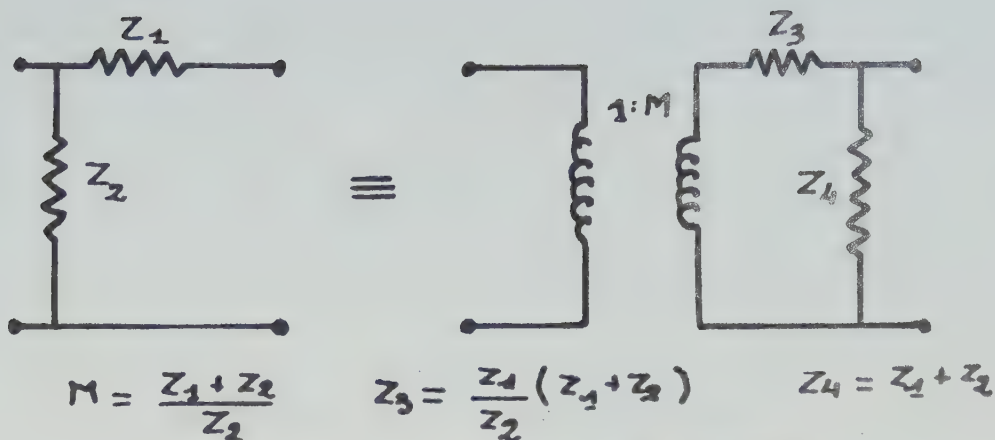


Fig. A.4 - Identité de NORTON

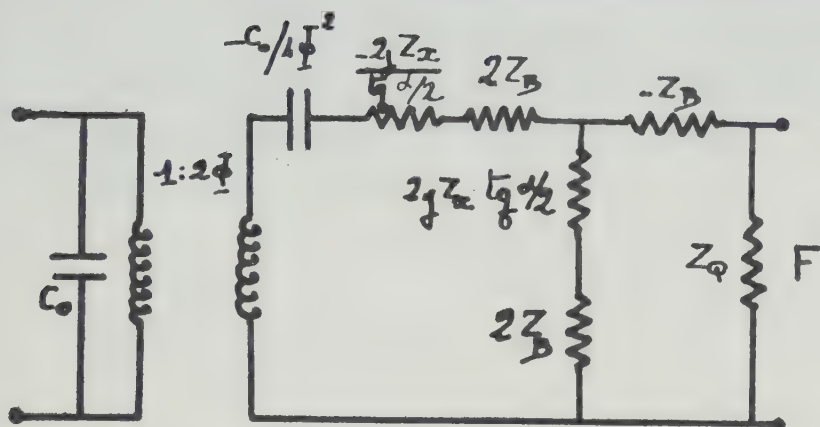


Fig. A.5 - Schéma transformé

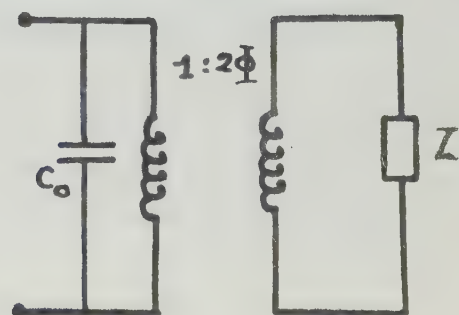


Fig. A.5 bis

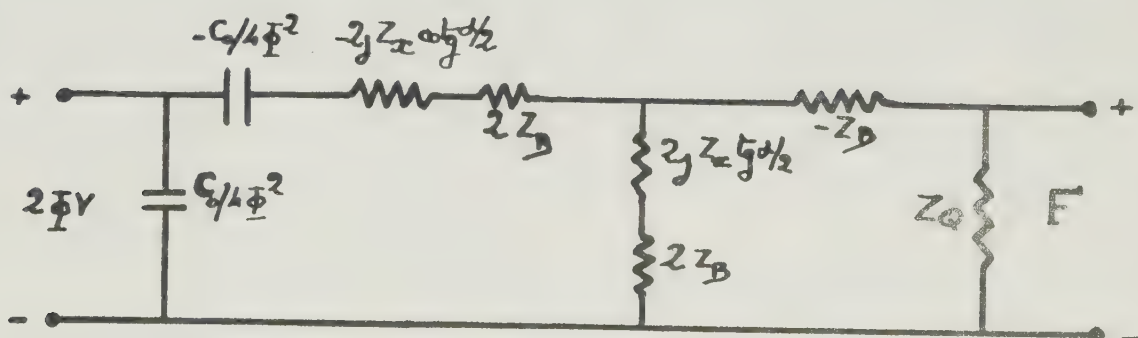


Fig. A.6 - Schéma équivalent exact de l'émetteur

ainsi le schéma définitif du transducteur (figure A.6) qui permettra de calculer la force F émise dans le milieu de propagation pour une excitation V supposée indépendante de la fréquence (la réponse propre au générateur n'est donc pas considérée) .

N.B. : Nous pouvons aussi déterminer l'impédance électrique d'entrée du transducteur qui est composée , comme le montre la figure A.5 bis , d'une capacité C_0 (environ 1 nanofarad) en parallèle sur une impédance complexe $Z / 4.f^2$.

3) Calcul de la courbe de réponse F/V :

3.1) Méthode de calcul - Problème des données :

Le schéma de la figure A.6 peut être simplifié au moins au voisinage de la résonance (12) . Il nous a paru tout aussi simple de calculer les courbes de réponse sur ce schéma complet . Nous utilisons à cet effet un calculateur " Marcel Dassault EMD 8-48 " .

Nous avons étudié le comportement de divers types de transducteurs (quartz , tibalit) pour des amortisseurs métalliques variés (aluminium , mercure , plomb , zinc , nickel ...) , le liquide du milieu de propagation étant toujours l'eau .

Le programme établi nous permet de calculer, en fonction de la fréquence, les valeurs du module F/V et du déphasage $tg \varphi$ de la réponse du transducteur .

Les données à fournir en début de calcul sont la fréquence propre f_0 du transducteur , le pas de variation de la fréquence Δf , les impédances mécaniques respectives Z_x , Z_B , Z_Q du transducteur , de l'amortisseur et du milieu de propagation , la capacité statique du transducteur C_0 , le rapport de transformation $\bar{f}$ du transformateur électromécanique supposé parfait .

De devoir préciser ces données initiales nous oblige donc à connaître un certain nombre de variables :

- mécaniques : telles la surface et l'épaisseur du transducteur, les densités des divers milieux , les vitesses de propagation du son dans ces mêmes milieux .

- électriques et piézoélectriques : telles la constante de fréquence (Hz.m) du transducteur , la permittivité ϵ_r du matériau , la constante piézoélectrique h_{33} .

Il importe de savoir que la plupart de ces paramètres ne sont connus au mieux qu'à 10 % près , compte tenu de l'imprécision des données fournies par les constructeurs ou de la dispersion des valeurs trouvées dans les tables .

Enfin , comme il est difficile d'assurer expérimentalement un couplage parfait entre les transducteurs et certains amortisseurs liquides (mercure) ou solides , nous avons tenté de rendre compte de l'imperfection du couplage en adoptant pour les corps considérés une impédance acoustique "effective" ou "efficace" , fraction de leur impédance mécanique théorique .

3.2) Principaux résultats :

Nous avons d'abord essayé de comparer des transducteurs ferroélectriques (Tibalit) au quartz en adoptant le mercure à divers degrés d'efficacité comme amortisseur , ce choix d'amortisseur ayant été dicté par les travaux antérieurs du laboratoire .

Dans un second stade , le choix de l'amortisseur lui-même a été discuté .

3.2.1) Choix du transducteur :

Les courbes des planches 1 et 2 , dont les résultats sont regroupés dans le tableau I , nous donnent la réponse d'un quartz et d'un Tibalit 12 , de fréquence propre $f_0 = 9,231 \text{ Mhz}$, lorsque l'amortisseur est du mercure d'efficacité 50 % et 100 % .

	Amortisseur	fréquence centrale	limites et valeur de la bande à 3 db _{KHz}	Efficacité F/V maximale N/V
Quartz	D ₁ Hg 50 %	9,231 Mhz	6800 à 11600 = 4800	- 0,79.10 ⁻³
	D ₂ Hg 100 %	9,231 Mhz	3300 à 15100 = 11800	- 0,46.10 ⁻³
Tibalit	D ₃ Hg 50 %	8 Mhz	6650 à 9400 = 2750	- 1,75
	D ₄ Hg 100 %	7,5 Mhz	4850 à 10750 = 5900	- 0,953

Tableau I

$\frac{F}{V} \cdot 10^{-3} (N/V)$

0,8

0,6

0,4

0,2

QUARTZ $f_0 = 9,231 \text{ MHz}$

$D_1 = H_g 50 \%$

$D_2 = H_g 100 \%$

D_1

D_2

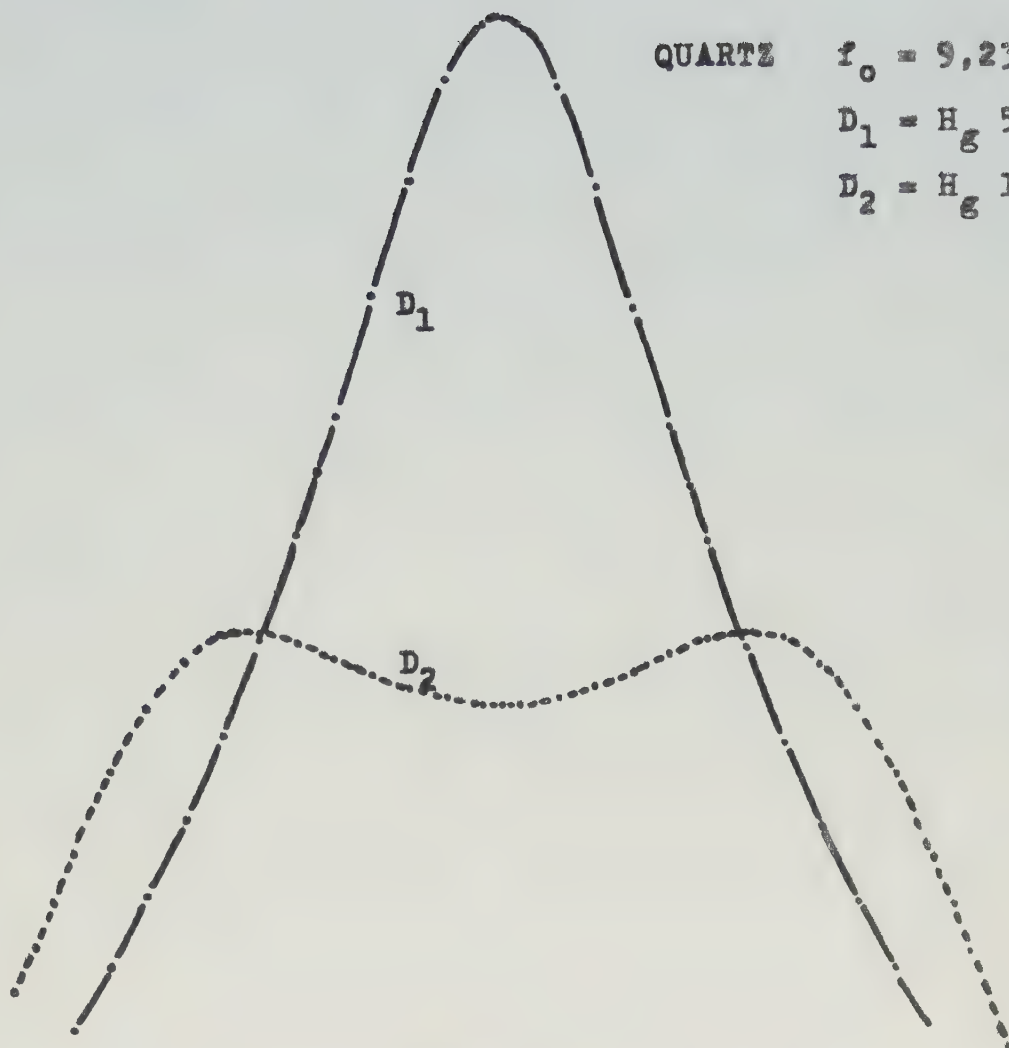
PLANCHE 1

5

10

15

$F(\text{MHz})$



Tibalit 12

$f_0 = 9,231 \text{ MHz}$

$D_3 = \text{Hg } 50 \%$

$D_4 = \text{Hg } 100 \%$



Planche 2

Elles nous montrent que des bandes passantes très intéressantes devraient être possibles avec un quartz ($\Delta F = 11,8$ Mhz pour 100 % d'efficacité). Cependant il convient de rester réservé , l'efficacité ultrasonore étant alors particulièrement réduite par rapport à celle des céramiques (d'un facteur 1000) .

Cette efficacité réduite du quartz rendant l'étude expérimentale plus délicate , et diminuant l'intérêt de l'utilisation industrielle , il nous a paru plus judicieux de travailler avec des céramiques (en l'occurrence des titanates de baryum Tibalit 12 de "La Céramique Ferro-électrique" ou des céramiques Pl-60 de "Quartz et Silice") .

3.2.2) Choix de l'amortisseur :

Les valeurs de F/V ont été calculées en fonction de la fréquence pour des pastilles Tibalit 12 de diamètre égal à 1 cm (de surface $78,6 \text{ mm}^2$), de fréquence propre f_0 égale à 10 Mhz , chargées par différents amortisseurs d'impédance $Z_B = A \cdot \rho_B \cdot v_B$ variant de 780Ω (mercure 50 %) à 5900Ω (platine) l'impédance mécanique du transducteur étant $Z_x = 2148 \Omega$.

Les planches 3 et 4 donnent les courbes de réponse obtenues pour des valeurs de Z_B respectivement inférieures et supérieures à Z_x . Dans ce dernier cas , la courbe présente toujours deux maximums et nous conviendrons d'appeler fréquence de résonance celle du maximum principal .

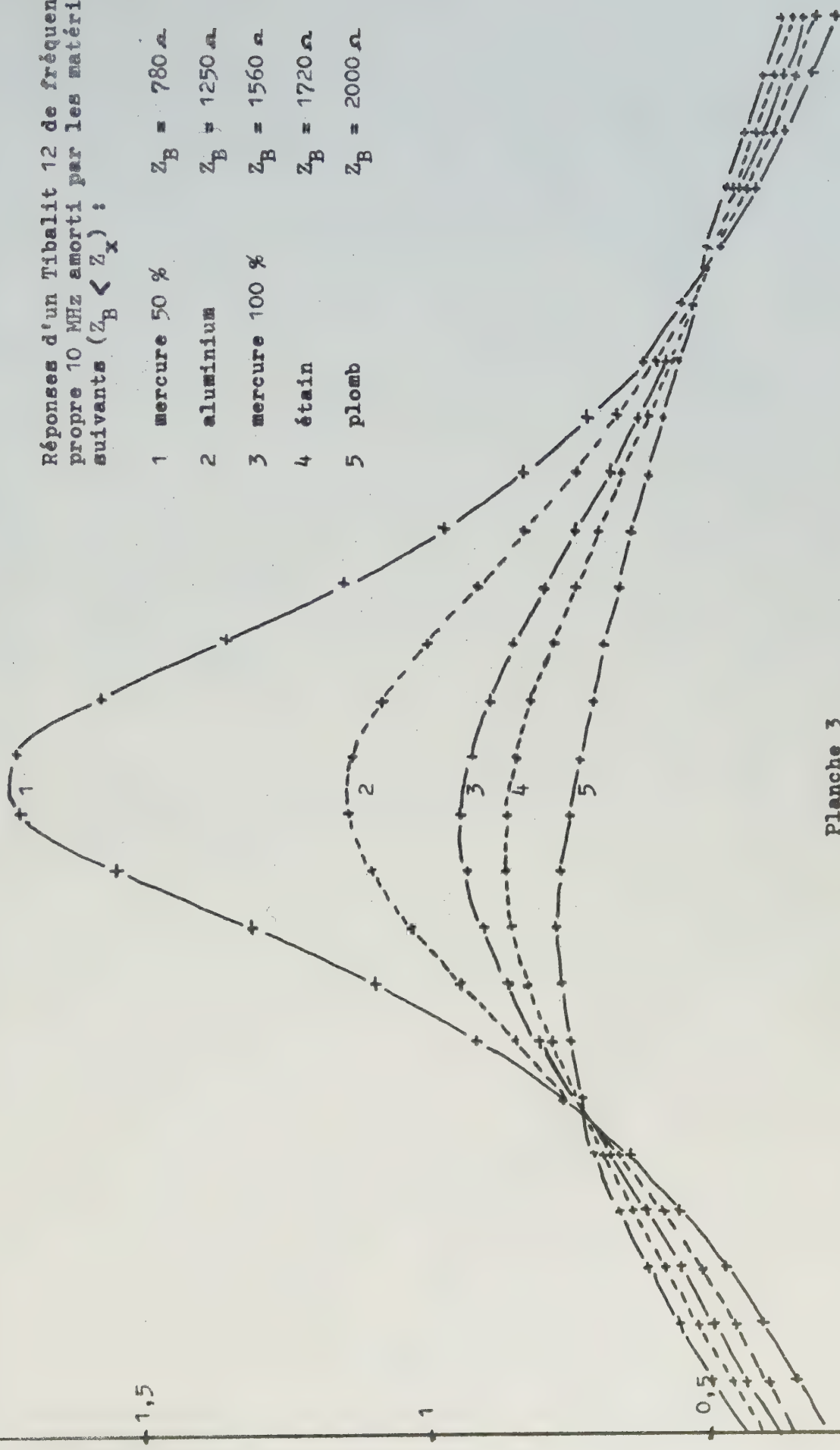
Les principaux résultats regroupés dans le tableau II nous permettent les remarques suivantes :

a) La fréquence de résonance d'un transducteur titanate amorti est inférieure à sa fréquence propre . Cet écart de fréquence croît :

- avec l'efficacité de l'amortisseur
- avec la finesse du titanate émetteur

Pour centrer à 10 Mhz la fréquence de travail d'un Tibalit 12 amorti par du mercure , il faut , semble-t-il , que sa fréquence propre soit de l'ordre de 11,5 Mhz à 12 Mhz . Ce résultat est relativement imprécis car , outre l'influence de l'efficacité de l'amortisseur , intervient aussi la dispersion des caractéristiques électromécaniques du titanate . Ainsi , avec une constante de fréquence de 2600 Hz.m , on voit que $f_0 = 11,6$ Mhz , tandis que pour 2400 Hz.m , $f_0 = 12,1$ Mhz , pour la même fréquence de résonance 10 Mhz .

$\Delta F/V \left(\frac{N}{V} \right)$



Réponses d'un Tiballit 12 de fréquence propre 10 MHz amorti par les matériaux suivants ($Z_B < Z_x$) :

- | | |
|-----------------|---------------------|
| 1 mercure 50 % | $Z_B = 780 \Omega$ |
| 2 aluminium | $Z_B = 1250 \Omega$ |
| 3 mercure 100 % | $Z_B = 1560 \Omega$ |
| 4 étain | $Z_B = 1720 \Omega$ |
| 5 plomb | $Z_B = 2000 \Omega$ |

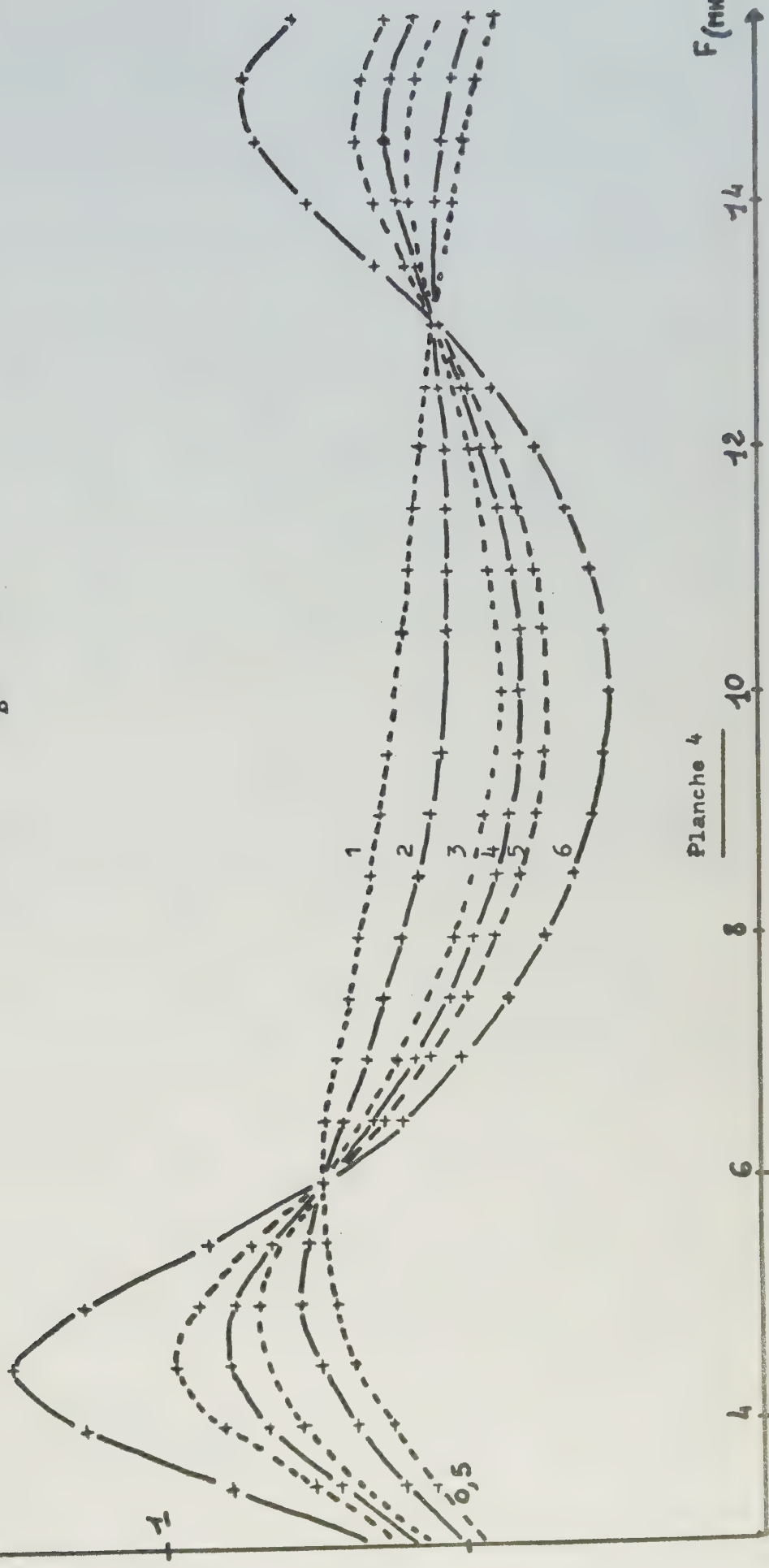
Planche 3

F (MHz)

$\frac{F}{N}(\frac{N}{V})$

Réponses d'un Tibalit 12 de fréquence propre $f_0 = 10$ MHz
amorti pour les matériaux suivants ($Z_B > Z_x$)

1	Zinc	$Z_B = 2360 \Omega$
2	Argent	$Z_B = 2760 \Omega$
3	Cuivre	$Z_B = 3337 \Omega$
4	Nickel	$Z_B = 3700 \Omega$
5	Or	$Z_B = 4200 \Omega$
6	Platine	$Z_B = 5900 \Omega$



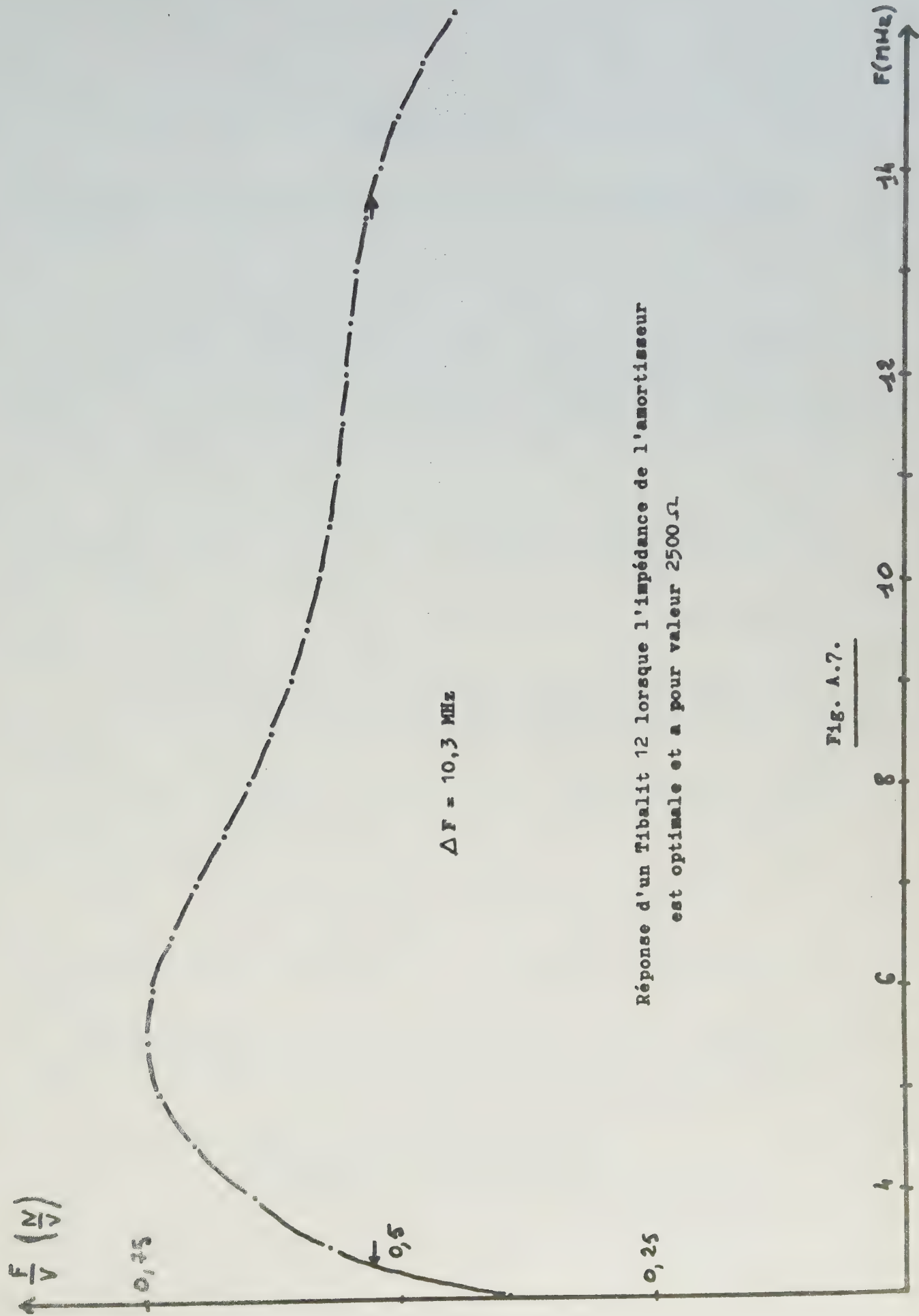
Transducteur	Amortisseur	Fréquence propre fo	Fréquence résonance	Limites de la bande à 3 db	Bande Passante
Tibalit 12 2400 Hz.m	Hg 100 %	12.100	10.000	6350 - 14000	7.650
Tibalit 12 2600 Hz.m	Hg 100 %	11.600	10.000	6950 - 13400	6.500
Tibalit 12 2400 Hz.m	Hg 50 % 780 ohms	10.000	8.750	7350 - 10350	3.000
	Aluminium 1250 Ohms	10.000	8.750	6400 - 11050	4.650
	Hg 100 % 1560 Ohms	10.000	8.500	5350 - 11800	6.450
	Etain 1720 Ohms	10.000	8.000	4750 - 12050	7.400
	Plomb 2000 Ohms	10.000	7.500	3850 - 12950	9.100
	Zinc 2360 Ohms	10.000	6.000	3300 - 13500	10.200
	Argent 2750 Ohms	10.000	5.000	3200 - 9200	6.000
	Cuivre 3337 Ohms	10.000	4.750	3150 - 7150	4.000
	Nickel 3750 Ohms	10.000	4.500	3200 - 6750	3.550
	Or 4200 Ohms	10.000	4.500	3200 - 6200	3.000
	Platine 5900 Ohms	10.000	4.5000	3500 - 5600	2.100

Tableau II

b) Si pour des raisons de commodité le mercure avait été choisi comme amortisseur dans nos premiers travaux , il n'est pas le meilleur qu'on puisse concevoir , certains métaux lui étant nettement supérieurs , le plomb et le zinc en particulier .

La règle à dégager de cette étude est que lorsque l'impédance mécanique Z_B de l'amortisseur croît jusqu'à atteindre celle Z_X du transducteur , la bande s'élargit . Quand Z_B dépasse Z_X , la courbe de réponse présente deux maximums de part et d'autre d'un minimum central qui peut devenir important : les matériaux correspondants semblent donc de peu d'intérêt sauf au cas où la diminution d'impédance apparente due à la mauvaise qualité du contact les amènerait dans une gamme intéressante .

N.B. : Le meilleur résultat ($\Delta F = 10,3$ Mhz) est obtenu (figure A.7) lorsque l'impédance de l'amortisseur est égale à 2500Ω . En fait , ceci ne correspond à aucun matériau existant . Cependant , étant donné les dispersions de caractéristiques fournies par différents auteurs (13,14,15,16) (précision 10 %) , on pourra considérer que le zinc et l'argent présentent des impédances satisfaisantes . Sur ce seul critère , ce sont les deux métaux à utiliser de préférence ; d'autres impératifs seront cependant à prendre en considération (cf B II) .



Réponse d'un Fibalit 12 lorsque l'impédance de l'amortisseur
est optimale et a pour valeur 2500Ω

Fig. A.7.

CHAPITRE II :

Amortissement par une ou deux couches métalliques de faible épaisseur

1) Idée directrice :

Soit une céramique piézoélectrique amortie d'un côté par de l'eau et de l'autre par une épaisseur d de métal quelconque (figure A.8) . L'énergie acoustique émise par le titanate et traversant le métal va se réfléchir en quasi-totalité , comme nous le préciserons ci-dessous , sur la surface de séparation air-métal .

Pour une fréquence notée $f_{\lambda/4}$ telle que l'on ait $d = \lambda/4$ (lame quart d'onde) , elle reviendra sur la céramique en opposition de phase avec l'énergie émise : dans ce cas , l'énergie acoustique traversant l'eau sera minimale et l'amortissement meilleur .

Inversement , pour $f_{\lambda/2}$ (lame demi-onde) , l'onde réfléchie sera en phase et l'amortissement plus faible .

C'est cette idée qui nous a amené à calculer la réponse d'un Tibalit 12 amorti par des épaisseurs variables de cuivre et de plomb .

Remarque :

La réflexion de l'énergie acoustique est quasi-totale . En effet , le coefficient de transfert T de l'énergie acoustique du métal à l'air est donné par la relation classique (17) :

$$T = \frac{4.r}{(1+r)^2} \quad \text{avec} \quad r = \frac{Z_a}{Z_m}$$

où Z_a et Z_m désignent respectivement les impédances acoustiques de l'air et du métal .

Or , dans notre cas , Z_a est égale à $33.10^{-3} \Omega$ (A.II.2.1) et Z_m de l'ordre de 2000Ω ; T est donc pratiquement nul puisque sa valeur reste voisine de 10^{-5} .

2) Calcul de la courbe de réponse F/V :

2.1) Méthode de calcul - Problème des données :

Comme le précisent HUETER et BOLT (18) et Y. ROCARD (19) ,



Fig. A.8

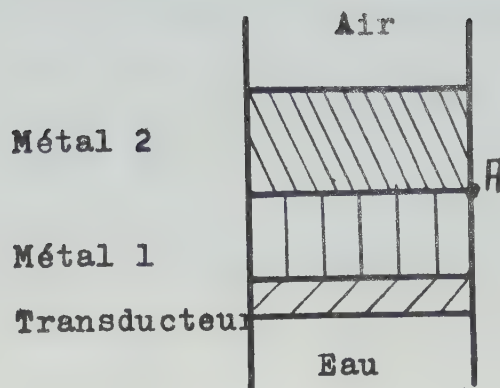


Fig. A.9

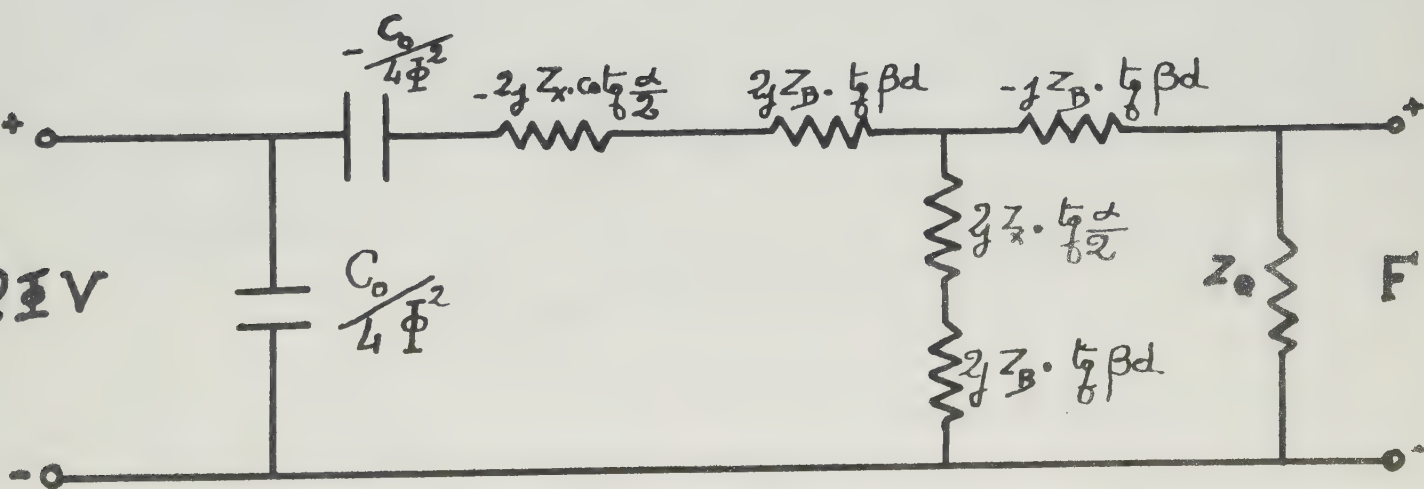


Fig. A.10 - Schéma équivalent exact de l'émetteur dans le cas d'un amortisseur de faible épaisseur

nous pouvons traiter le problème d'une couche métallique de faible épaisseur comme celui d'une ligne d'impédance caractéristique Z_c égale à l'impédance mécanique du métal .

Nous avons donc recalculé les différentes courbes à partir du schéma complet représenté figure A.6 en remplaçant la résistance d'amortissement Z_B par le terme $Z_2 = j.Z_B.tg \beta d$ (figure A.10) .

Z_B = impédance mécanique de l'amortisseur

$\beta = 2.\pi/\lambda$ = nombre d'onde

d = épaisseur de l'amortisseur

En effet , nous savons que l'impédance d'entrée d'une ligne fermée sur une impédance Z_f est :

$$Z_e = Z_c \frac{Z_f + j.Z_c.tg \beta d}{Z_c + j.Z_f.tg \beta d}$$

où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne .

Si l'on considère que l'amortisseur forme une ligne d'impédance caractéristique $Z_c = Z_B$ fermée sur de l'air d'impédance $Z_f = Z_a$, l'impédance vue par le titanate est :

$$Z_2 = Z_B \frac{Z_a + j.Z_B.tg \beta d}{Z_B + j.Z_a.tg \beta d}$$

Or Z_a est égale au produit $A.\rho.v$

A = surface du transducteur = $78,5.10^{-6} \text{ m}^2$

ρ = masse volumique de l'air = $1,293 \text{ Kg/m}^3$

v = vitesse du son dans l'air = 330 m/s

d'où l'on déduit $Z_a = 33.10^{-3} \Omega$, valeur très faible , ce qui nous permet d'utiliser la formule approchée $Z_2 = j.Z_B.tg \beta d$.

Une console du service " Time-Sharing Bull" nous a servi pour faire cette série de calculs .

Le programme établi nous permet de déterminer , en fonction de la fréquence f , les valeurs du module F/V et du déphasage ϕ .

Les données à fournir sont celles indiquées au paragraphe A.I.3.1 auxquelles s'ajoute l'épaisseur d de l'amortisseur .

Il faut rappeler que tous ces paramètres dépendent d'un certain nombre de variables (mécaniques , électriques ...) connues au mieux à 10 % près .

2.2) Principaux résultats théoriques :

On les trouve exprimés par les réseaux de courbes des planches 5 à 7 . Nous avons regroupé :

Planches 5 et 6 :

Le comportement d'un Tibalit 12 amorti par des couches d'épaisseur variable de cuivre (planche 5) ou de plomb (planche 6) . Les épaisseurs ont été choisies telles que les fréquences $f_{\Lambda/2}$ et $f_{\Lambda/4}$ soient identiques pour les deux métaux . Les valeurs théoriques de $f_{\Lambda/2}$ sont indiquées pour chaque épaisseur considérée .

Planche 7 :

Les réponses d'un Tibalit 12 amorti par une épaisseur d_1 de cuivre et par une épaisseur d_2 de plomb telles que , autour d'une fréquence déterminée (11,11 Mhz) , la relation :

$$Z_1 \cdot \operatorname{tg} \beta_1 d_1 = Z_2 \cdot \operatorname{tg} \beta_2 d_2 \quad (1)$$

soit vérifiée .

Nous tirons de l'étude de ces courbes les renseignements suivants :

- Les minimums et maximums vrais des courbes ne correspondent pas exactement aux fréquences $f_{\Lambda/4}$ et $f_{\Lambda/2}$; ils se resserrent . Ainsi on peut voir (planche 5) que pour $d = 200 \mu$ les valeurs $f_{\Lambda/2}$ et $f_{\Lambda/4}$ seraient théoriquement 11,9 Mhz et 5,95 Mhz alors que le maximum est obtenu pour $f = 10,6$ Mhz et le minimum pour $f = 7,75$ Mhz . Cette tendance est encore plus marquée pour des couches plus minces (cf $d = 100 \mu$ planche 5 : $f_{\Lambda/4} = 11,9$ Mhz pour un minimum situé à 10,5 Mhz ; $f_{\Lambda/2} = 23,8$ Mhz alors qu'il y a résonance à 14,2 Mhz) . Ceci montre bien que le problème n'est pas aussi simple qu'on pouvait l'imaginer à priori . Outre l'épaisseur d intervient aussi la fréquence propre f_0 du titanate ($f_0 = 10$ Mhz) .

- La comparaison des planches 5 et 6 nous montre que pour des épaisseurs d_1 de cuivre et d_2 de plomb vérifiant la relation :

$$d_1/v_1 = d_2/v_2 \quad \text{soit} \quad \beta_1 d_1 = \beta_2 d_2$$

v_1 = vitesse des ultrasons dans le cuivre

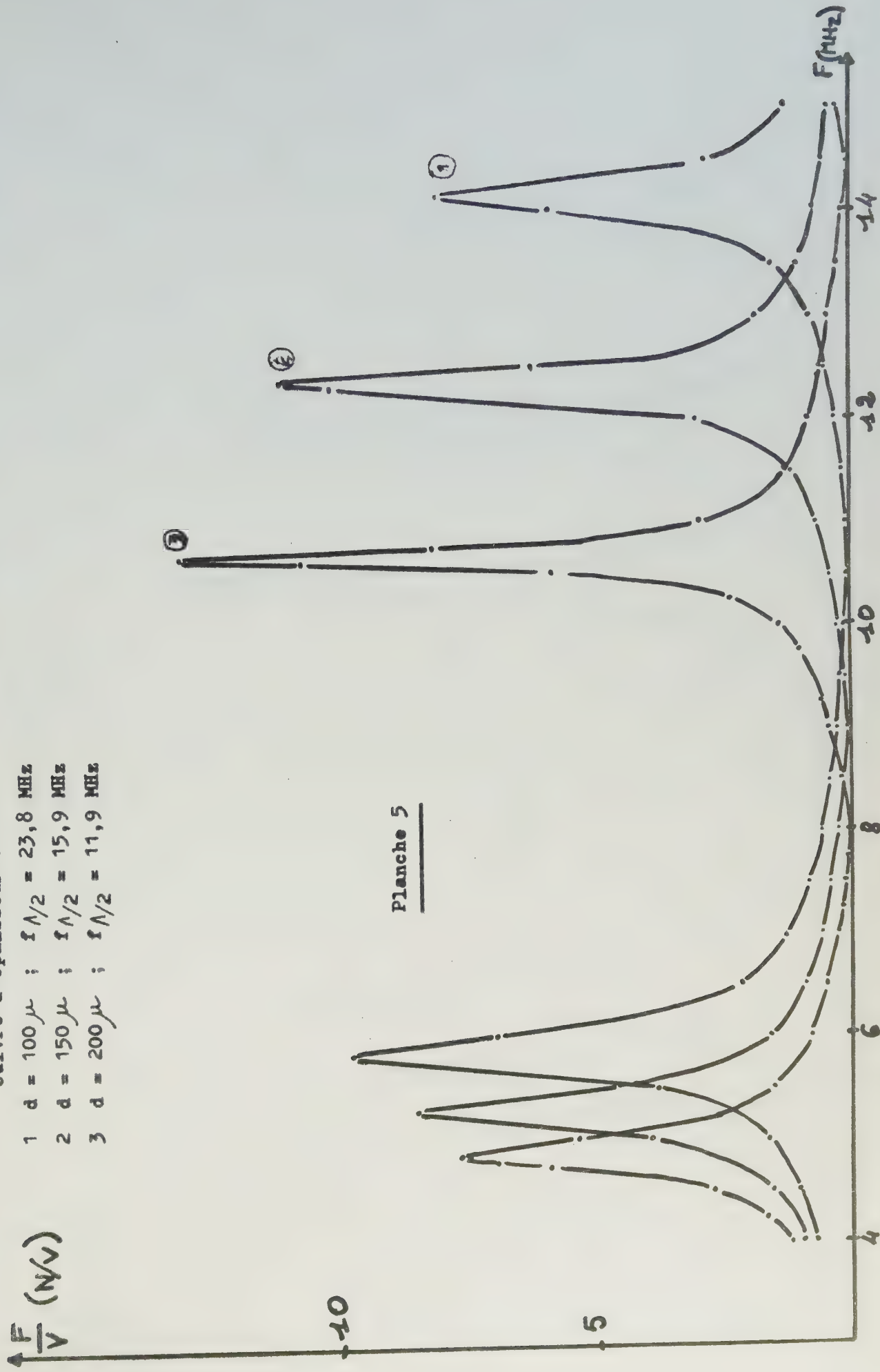
v_2 = vitesse des ultrasons dans le plomb

(donc de mêmes fréquences $f_{\Lambda/2}$ et $f_{\Lambda/4}$) les résultats obtenus sont quasi-identiques : l'amplitude des différents maximums est la même ; la seule

Réponses d'un Tíbalít 12 ($f_0 = 10 \text{ MHz}$) amorti par du

cuivre d'épaisseur :

- 1 $d = 100 \mu$; $f_{A/2} = 23,8 \text{ MHz}$
- 2 $d = 150 \mu$; $f_{A/2} = 15,9 \text{ MHz}$
- 3 $d = 200 \mu$; $f_{A/2} = 11,9 \text{ MHz}$



Réponses d'un Tibalit 12 ($f_0 = 10 \text{ MHz}$) amorti par

du plomb d'épaisseur :

- 1 $d = 47,45 \mu$; $f_{A/2} = 23,8 \text{ MHz}$
- 2 $d = 71,2 \mu$; $f_{A/2} = 15,9 \text{ MHz}$
- 3 $d = 94,9 \mu$; $f_{A/2} = 11,9 \text{ MHz}$

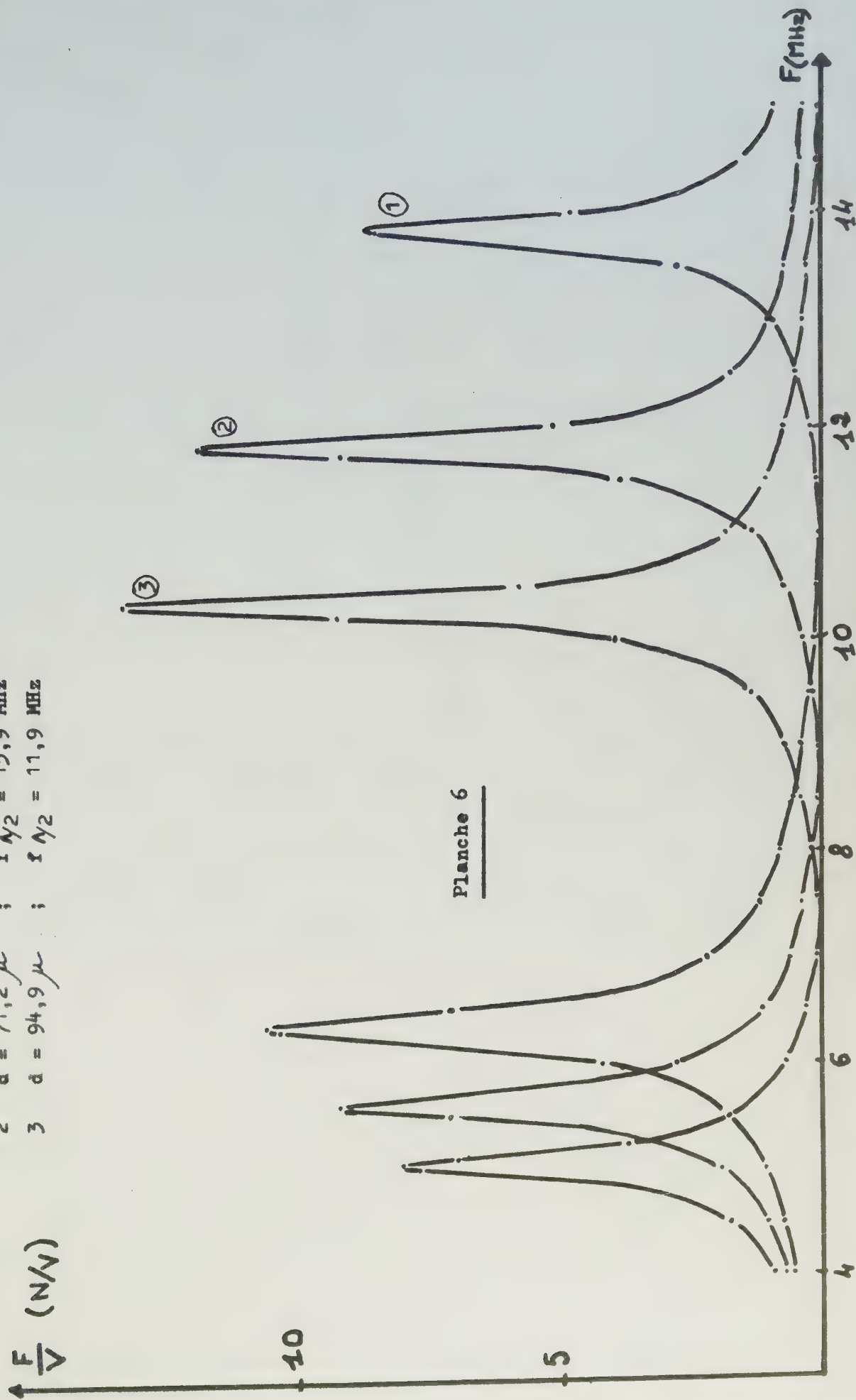


Planche 6

F/V
(N/V)

12

10

8

6

4

Réponses d'un Tibalit 12 amorti par
des épaisseurs d_1 de cuivre
(courbe 1) et d_2 de plomb
(courbe 2) vérifiant la relation :

$$\beta_1 \cdot d_1 = \beta_2 \cdot d_2$$

PLANCHE 7

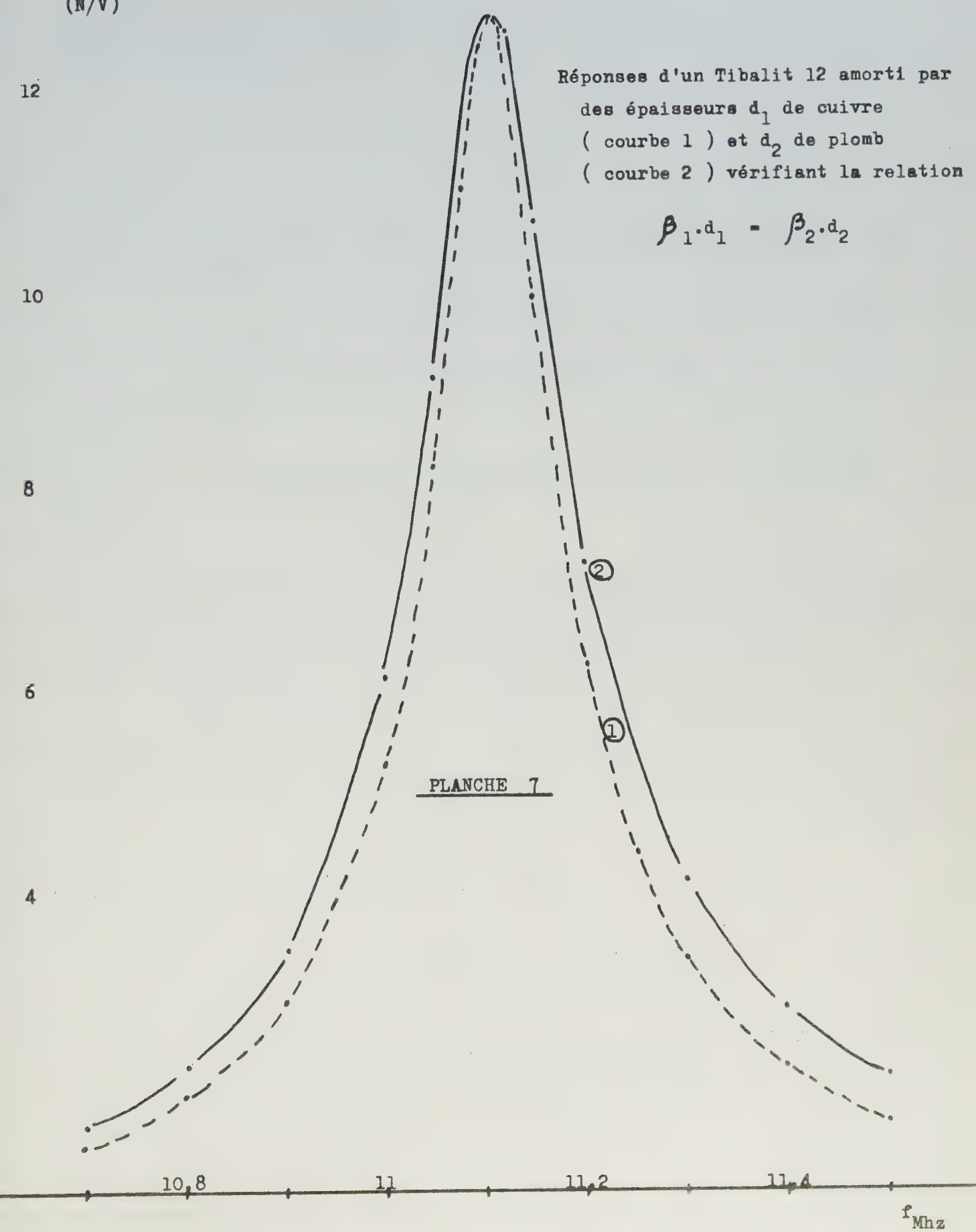
10,8

11

11,2

11,4

f_{Mhz}



différence notable est que les fréquences des maximums dans le cas d'amortissement par du cuivre sont plus éloignées , de part et d'autre de f_0 , que dans le cas du plomb .

L'impédance ramenée $Z_B \cdot \tan \beta_1 d_1$ étant plus importante dans le cas du cuivre , et ce pour une tangente identique (ce qui est ici notre cas) , on retrouve , d'une autre façon , un résultat d'un paragraphe précédent (emploi d'amortisseurs massifs) selon lequel la fréquence centrale de résonance s'éloigne de la fréquence propre f_0 du transducteur lorsque l'efficacité de l'amortisseur croît .

- Il n'y aura concordance absolue de la réponse d'une céramique pour deux "amortisseurs" différents que si la relation (1) est vérifiée , ce qui ne peut être réalisé que pour une fréquence donnée ; c'est ce que nous montre la planche 7 .

3) Amortissement par deux couches métalliques successives de faible épaisseur :

3.1) Introduction :

Les bandes passantes obtenues précédemment étant peu larges , nous avons essayé de voir ce qu'il était possible de faire avec des couches multiples bien qu'il semblait , à priori , que toute absorption négligée , les résultats devaient être identiques à ceux obtenus pour une couche unique .

Pour cela considérons une céramique piézoélectrique amortie d'un côté par de l'eau , et de l'autre par deux épaisseurs successives d_1 et d_2 de métaux différents d'impédances mécaniques respectives Z_1 et Z_2 (figure A9).

Si l'impédance ramenée en A , surface de séparation des deux métaux, est :

$$Z_A = j \cdot Z_2 \cdot \tan \beta_2 d_2 \quad (A.II.2.1)$$

l'impédance sous laquelle l'ensemble est vu par le titanate est :

$$Z_B = Z_1 \cdot \frac{j \cdot Z_2 \cdot \tan \beta_2 d_2 + j \cdot Z_1 \cdot \tan \beta_1 d_1}{Z_1 + j \cdot (j \cdot Z_2 \cdot \tan \beta_2 d_2) \cdot \tan \beta_1 d_1}$$

soit :

$$Z_B = j \cdot Z_1 \cdot \frac{Z_2 \cdot \tan \beta_2 d_2 + Z_1 \cdot \tan \beta_1 d_1}{Z_1 - Z_2 \cdot \tan \beta_1 d_1 \cdot \tan \beta_2 d_2}$$

Les différents calculs effectués ont été menés à partir du schéma de la figure A.6 , en remplaçant le coefficient Z_B par ce dernier terme .

3.2) Principaux résultats :

Ils sont exprimés par les courbes de la planche 8 , donnant la réponse d'un Tibalit 12 amorti d'une part , par une épaisseur d_1 de cuivre de 200μ suivie d'une épaisseur d_2 de plomb de $94,9\mu$ et , d'autre part , par une seule couche de cuivre d'épaisseur $d = 400\mu$ telle que la relation :

$$d = d_1 + d_2 \cdot v_1 / v_2$$

soit vérifiée .

Nous en tirons les conclusions suivantes :

- Les minimums sont encore nuls . En effet , comme l'air est un réflecteur parfait et si on suppose , comme c'est le cas de nos approximations qu'il n'y a pas d'absorption lors de la traversée des deux métaux , toute l'énergie acoustique revient sur le titanate déphasée d'une quantité φ par rapport à l'énergie émise . Si $\varphi = (2k + 1)\pi$ (k entier) , l'énergie résultante de l'onde se propageant dans l'eau est nulle . Elle est maximale si $\varphi = 2k\pi$.

- Une approximation assez hardie , consistant à assimiler Z_1 à Z_2 nous permet d'écrire :

$$Z_B = j \cdot Z_1 \cdot \frac{\operatorname{tg} \beta_2 d_2 + \operatorname{tg} \beta_1 d_1}{1 - \operatorname{tg} \beta_2 d_2 \cdot \operatorname{tg} \beta_1 d_1}$$

D'où :

$$Z_B = j \cdot Z_1 \cdot \operatorname{tg} (\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2)$$

En remarquant que :

$$\beta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{2\pi f}{v_1} \quad \text{et} \quad \beta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} = \frac{2\pi f}{v_2}$$

Il vient :

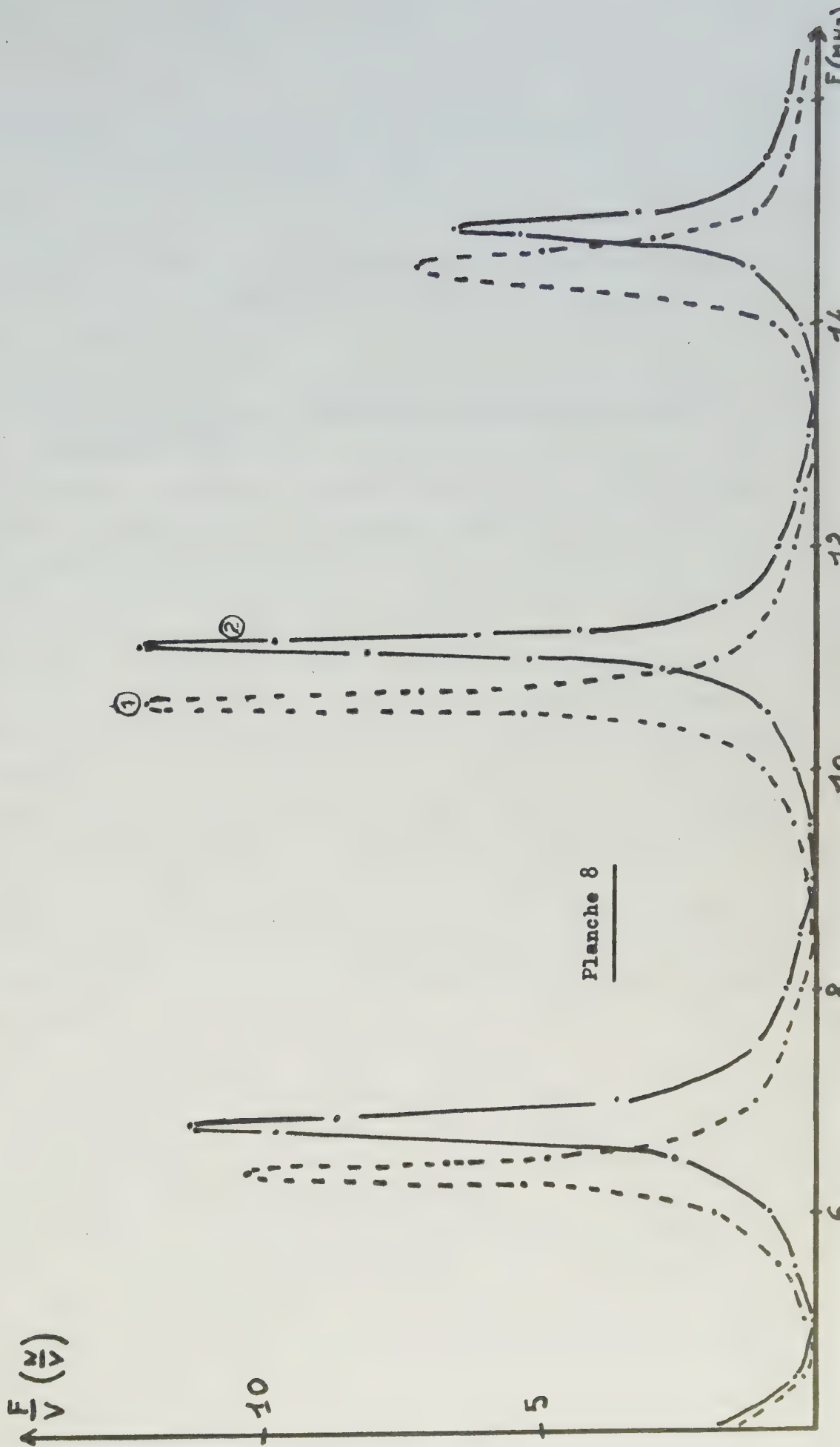
$$Z_B = j \cdot Z_1 \cdot \operatorname{tg} \left[\frac{2\pi f}{v_1} \left(d_1 + d_2 \frac{v_1}{v_2} \right) \right]$$

Tout se passe comme si nous étions en présence d'une couche de cuivre d'épaisseur $d = d_1 + d_2 \cdot v_1 / v_2$. C'est ce que l'on vérifie sur la planche 8 , avec une assez bonne précision étant donné l'approximation effectuée .

Réponses d'un Tibalit 12 ($f_0 = 10$ MHz) amorti par

1 400 μ de cuivre

2 200 μ de cuivre suivi de 94,9 μ de plomb



En conclusion , il faut noter le peu d'amélioration apportée . Quel peut être alors l'intérêt de ce type d'amortissement ? Il semble qu'on ne peut plus le trouver que dans des considérations technologiques : adhérence , facilité de dépôt , ...

Dans ce cas , la prévision de ce que l'on veut faire peut devenir compliquée à moins que l'on ne dégrossisse le problème en utilisant une méthode approchée du type $Z_1 = Z_2$.

4) Conclusion : Vers la réalisation d'amortisseurs taillés en forme de coin :

On peut penser , au moins en première approximation , qu'une couche métallique taillée en forme de coin , en favorisant également toutes les fréquences d'une bande doit permettre d'obtenir une certaine combinaison de courbes relatives à un amortissement par des couches de différentes faibles épaisseurs et aboutir ainsi à la réalisation d'une bande large .

Cette idée se rapproche de celle de la taille de titanate en coin , mais présente l'énorme avantage de pouvoir être assez facilement réalisée expérimentalement , ce qui n'est pas le cas pour les matériaux ferroélectriques beaucoup trop fragiles .

Malheureusement , l'étude théorique paraît assez difficile : l'emploi du calcul tensoriel semble s'imposer ainsi que la connaissance de tous les coefficients relatifs à la céramique , ce qui n'est pas le cas .

De plus , le contrôle expérimental des calculs de bande passante risque de devenir très aléatoire , notre méthode optique de mesure ne nous donnant qu'un résultat global , applicable au transducteur seul dans la mesure où les hypothèses suivantes sont vérifiées :

- émission uniforme d'ondes planes ultrasonores
- orthogonalité des faisceaux optique et ultrasonore

Il est clair qu'avec un amortisseur en coin , on ne peut retenir de telles hypothèses . On trouvera d'ailleurs dans la partie expérimentale quelques clichés particulièrement évocateurs à ce sujet .

Il semble bien qu'il s'agisse là d'un problème particulièrement ardu , justiciable à lui seul d'une importante étude , et qui ne pouvait que difficilement s'insérer dans ce travail .

En conséquence , nous avons surtout développé une approche expérimentale de ce problème (B.II.4.2.3) .

CHAPITRE III

Amortissement par une ou plusieurs couches d'épaisseur variable suivies d'un matériau massif

1) Introduction :

Nous avons vu dans un paragraphe précédent (A.I.3) l'influence d'un amortisseur massif sur la réponse d'un titanate , l'impédance de charge Z_B gardant alors une valeur constante .

Il nous a semblé intéressant de chercher , par un procédé quelconque, à faire varier Z_B avec la fréquence , tout en lui conservant une valeur réelle dont l'ordre de grandeur serait celui obtenu pour un amortisseur massif . De cette façon , la céramique serait amortie différemment selon la fréquence , et la courbe de réponse F/V pourrait ainsi être régularisée .

Nous dirons dans ce qui suit , comment nous avons déterminé , à priori , les plages de variation de Z_B acceptables , dont nous avons déduit différentes formes de courbe Z_B fonction de la fréquence théoriquement intéressantes .

Nous montrerons ensuite comment ceci est théoriquement réalisable en intercalant entre le titanate et le matériau massif une ou plusieurs couches de métaux d'impédances mécaniques déterminées et d'épaisseurs bien définies .

2) Recherche de la courbe $Z_B = f(f)$ optimale :

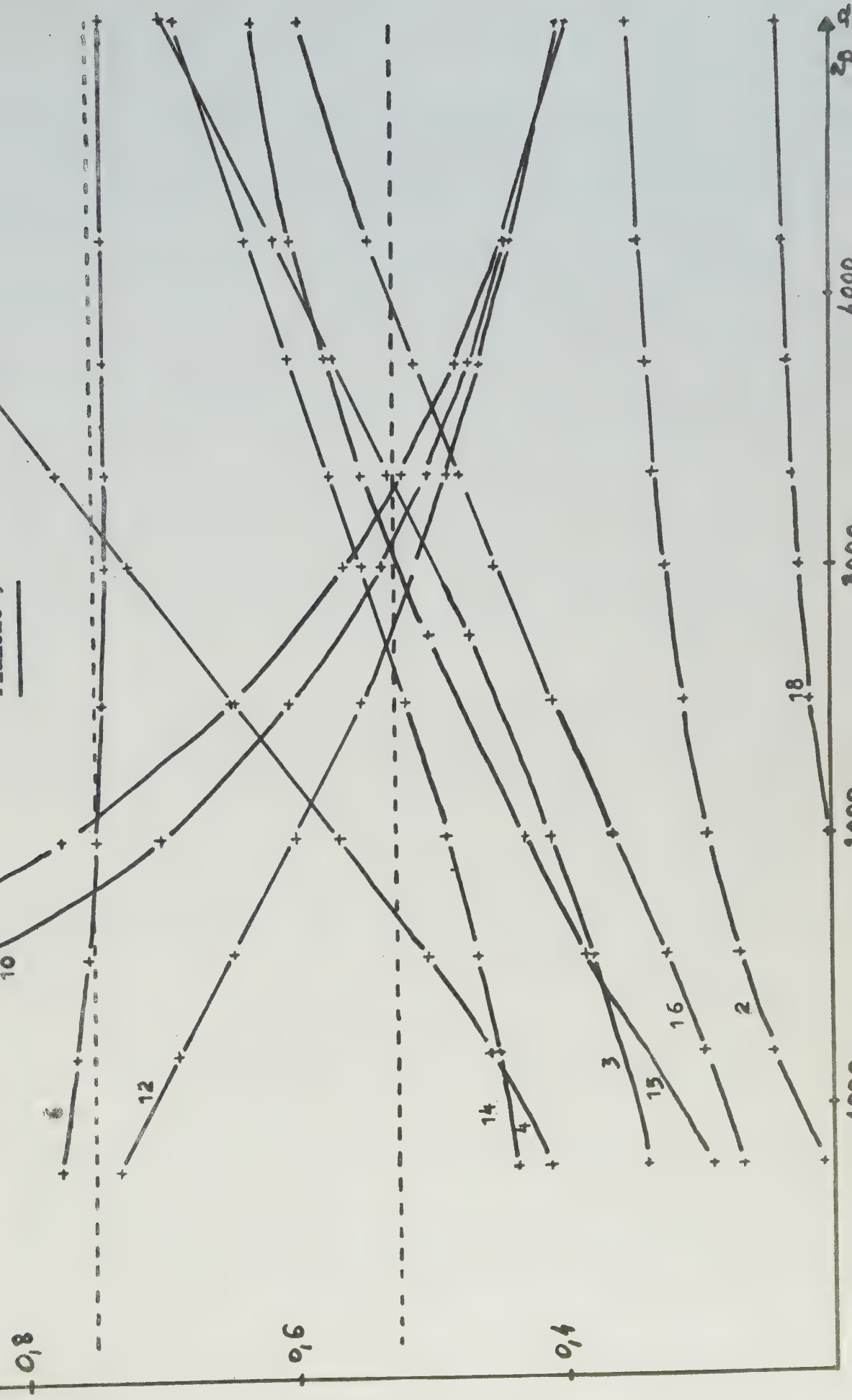
Lorsque les éléments variables sont à la fois l'impédance de charge réelle Z_B et la fréquence f , nous sommes en présence d'un problème à deux paramètres . La solution n'étant pas immédiate , nous avons eu recours à la méthode suivante susceptible de résoudre aisément notre problème . Nous avons cherché à déterminer à priori une loi de variation de Z_B en fonction de la fréquence permettant d'optimiser la bande passante .

Pour cela , nous avons tout d'abord étudié la réponse F/V d'un Tibalit 12 en fonction de Z_B en prenant la fréquence comme paramètre (avec un pas de variation égal à 2 Mhz) . Ces résultats sont matérialisés par le

$(\frac{v}{V})$

fonction de Z_B , le paramètre étant la fréquence f

Planche 9



réseau de courbes de la planche 9 que nous analysons comme suit :

- Quelle que soit la valeur de l'impédance Z_B , le module de F/V est quasi-constant pour une fréquence de 6 Mhz et voisin de 0,750 Newton/volt . Il nous faut donc choisir , pour la courbe Z_B fonction de la fréquence , un ensemble de points tels que les réponses correspondantes soient comprises dans l'intervalle (0,525 N/V - 0,750 N/V) ou (0,750 N/V - 1,06 N/V) suivant que la valeur particulière 0,750 N/V est prise comme valeur maximale ou minimale dans la bande passante .

- L'étude de la planche 9 nous montre que seule la première solution (0,525 N/V - 0,750 N/V) est à retenir car c'est dans cette zone que l'on obtient le plus grand nombre de valeurs $Z_B = f(f)$ satisfaisantes .

On note alors que pour les fréquences 2 Mhz et 18 Mhz , il est impossible de trouver une valeur de Z_B donnant une valeur de F/V convenable . La bande passante est donc limitée à 16 Mhz . En fait , la solution pour 16 Mhz nous semblant difficile à obtenir ($Z_B = 4000 \Omega$) , il faudrait peut être considérer que la bande passante maximum se limiterait à 12 Mhz (de 3 Mhz à 15 Mhz) .

Ceci fait , nous avons , aux diverses fréquences , repéré sur la planche 9 les valeurs limites de Z_B correspondant à la bande passante adoptée (0,525 N/V - 0,750 N/V) , valeurs que nous avons reportées , sur un nouveau diagramme . On obtient ainsi la planche 10 où sont représentées , en trait noir épais , les zones correspondant aux valeurs non acceptables de Z_B et où sont reportées les valeurs limites atteintes par F/V .

Toute courbe $Z_B = f(f)$ située dans la zone permise est possible . Nous avons envisagé deux cas , de type classique (courbes symétriques à un ou deux minimums) dont nous essaierons de nous approcher le plus possible .

3) Obtention d'une courbe $Z_B = f(f)$ optimale à un minimum :

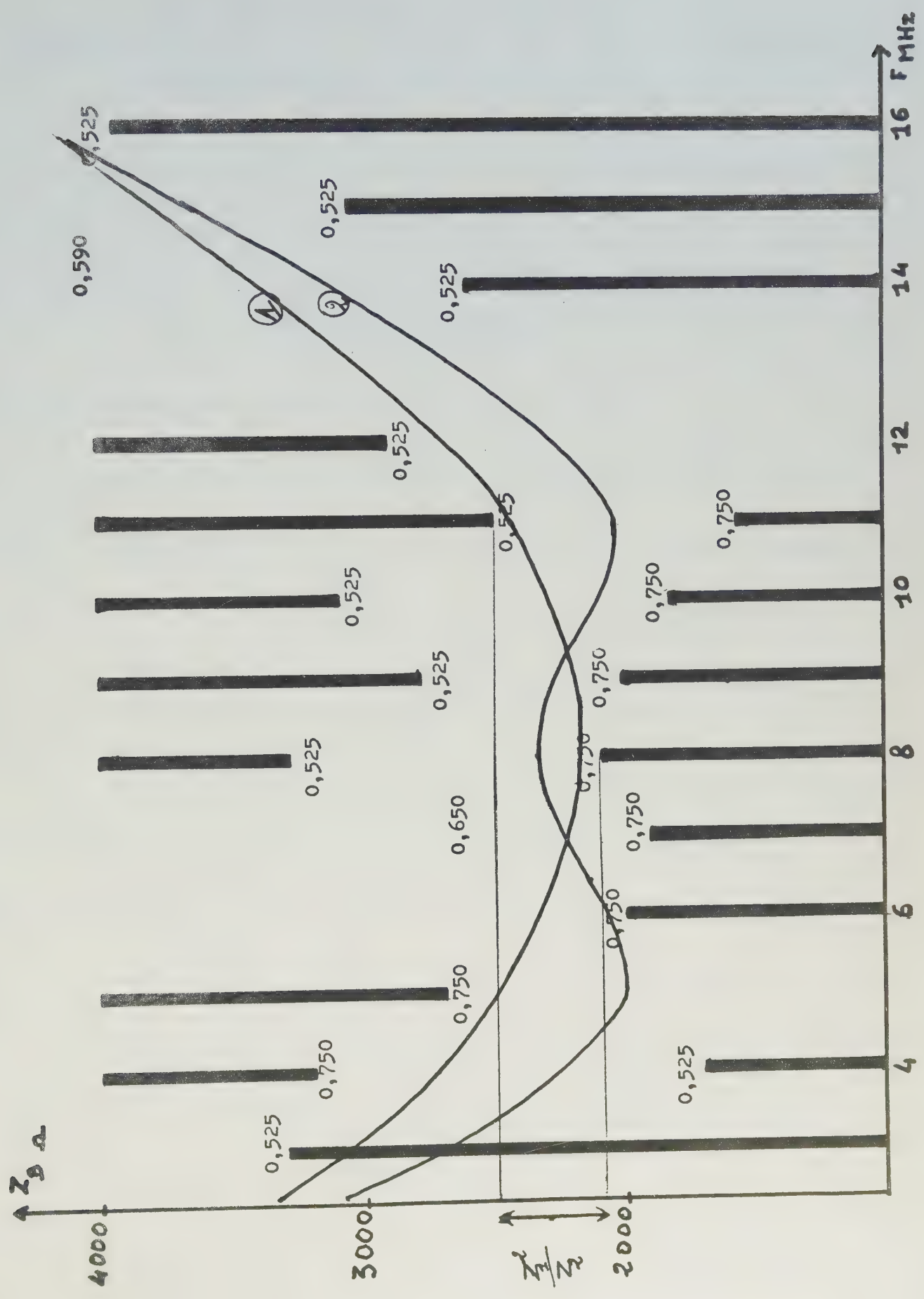
3.1) Principe :

Considérons la succession de trois milieux (figure A. 11) :

-le titanate

-le milieu (1) , d'impédance mécanique Z_1 et d'épaisseur d

-le milieu (2) , d'impédance mécanique Z_2 et d'épaisseur infinie



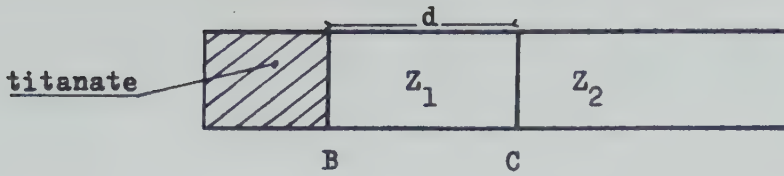


figure A.11

Les conditions du paragraphe A.I.1 étant supposées vérifiées , l'impédance ramenée en C est $Z_C = Z_2$. De plus , nous savons que nous pouvons considérer le milieu (1) comme étant une ligne de longueur d et d'impédance caractéristique Z_1 (18) . L'impédance de charge du titanate est donc :

$$Z_B = Z_1 \cdot \frac{Z_2 + j \cdot Z_1 \cdot \operatorname{tg} \beta d}{Z_1 + j \cdot Z_2 \cdot \operatorname{tg} \beta d}$$

On sépare alors parties réelle et imaginaire . Il vient :

$$Z_B = Z_1 \frac{Z_1 \cdot Z_2 + Z_1 \cdot Z_2 \cdot \operatorname{tg}^2 \beta d + j \cdot (Z_1^2 \cdot \operatorname{tg} \beta d - Z_2^2 \cdot \operatorname{tg} \beta d)}{Z_1^2 + Z_2^2 \cdot \operatorname{tg}^2 \beta d}$$

Posons $b = Z_2/Z_1$ et divisons haut et bas par Z_1^2 . Nous obtenons finalement :

$$Z_B = Z_1 \frac{b(1 + \operatorname{tg}^2 \beta d)}{1 + b^2 \cdot \operatorname{tg}^2 \beta d} + j \cdot Z_1 \frac{\operatorname{tg} \beta d \cdot (1 - b^2)}{1 + b^2 \cdot \operatorname{tg}^2 \beta d}$$

L'étude du comportement de Z_{Br} et Z_{Bi} en fonction de la fréquence. (donc de $\operatorname{tg} \beta d$) a été faite en annexe I.A . Nous en rappelons ici les caractéristiques essentielles à savoir :

- les variations de Z_{Br} et Z_{Bi} sont périodiques , de période $\Delta f = v/2d$
- si les impédances mécaniques des milieux (1) et (2) sont proches , le coefficient b est voisin de 1 et Z_{Bi} reste très faible devant Z_{Br} .

- la variation , avec la fréquence , de Z_{Br} est donnée par la courbe ci-dessous (figure A.12) :

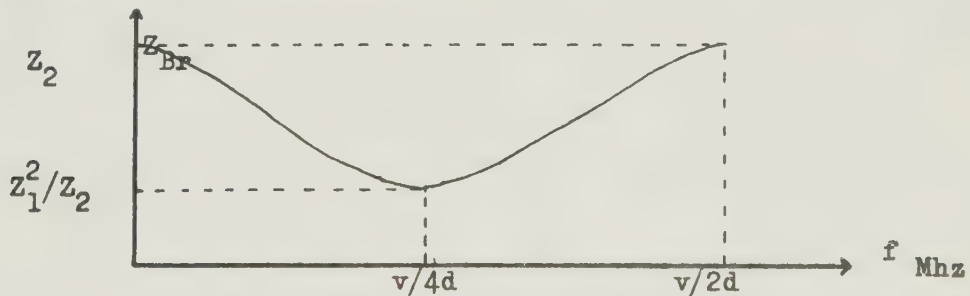


figure A.12

Il apparait donc qu'en choisissant deux métaux d'impédances mécaniques voisines et l'épaisseur d du premier , il nous est possible de "moduler" la partie réelle de l'impédance de charge (la courbe obtenue ayant alors une forme proche de la courbe 1 de la planche 10) , tout en lui donnant une partie imaginaire faible .

3.2) Principaux résultats théoriques :

Forts de tout ceci , il nous a été possible de choisir les épaisseurs et les différents couples de métaux susceptibles d'améliorer la bande passante.

La valeur de l'impédance Z_2 est le seul critère permettant le choix du métal d'épaisseur infinie . On doit avoir Z_2 comprise entre 3000Ω et 4000Ω (cf planche 10) . Seuls le cuivre (3337Ω) et le nickel (3700Ω) sont acceptables . Un troisième essai a été tenté avec de l'argent (2750Ω) .

C'est le rapport Z_1^2 / Z_2 compris entre 2500Ω et 2080Ω , tout au moins à 8 Mhz , qui dicte le choix du premier métal . Les seules combinaisons suivantes sont alors possibles :

- argent suivi de cuivre massif ($Z_1^2/Z_2 = 2266\Omega$)
- argent suivi de nickel massif ($Z_1^2/Z_2 = 2016\Omega$)
- zinc suivi d'argent massif ($Z_1^2/Z_2 = 2094\Omega$)

Pour fixer l'épaisseur d , il faut tenir compte de Z_{Bi} qui en fait , modifie légèrement F/V différemment selon sa valeur et la fréquence considérée. Nous avons d'ailleurs développé cette étude en annexe II . Rappelons en cependant les caractéristiques essentielles , pour des valeurs de d rendant Z_{Bi} négative , (une variation inverse étant obtenue pour Z_{Bi} positive) à savoir :

- peu d'influence de Z_{Bi} à basse fréquence
- diminution de F/V (qui peut atteindre 12 %) jusque 8,82 Mhz
- ensuite , augmentation de F/V , d'abord faible (2 à 3 %) puis plus importante (15 % à 13 Mhz)

- enfin , très faible influence (1 %) à partir de 15 Mhz

Or , compte tenu des valeurs de F/V indiquées en paramètre planche 10 , pour augmenter la bande passante , nous avons intérêt d'une part à diminuer la réponse F/V à 5 Mhz , et à l'augmenter au contraire , à 12 et 13 Mhz .

L'épaisseur d doit donc être telle que Z_{Bi} soit négative , et ce assez fortement à 5 Mhz et à 12 Mhz de façon à aboutir au résultat espéré . Une solution

s'impose : fixer la période de Z_{Bi} aux environs de 35 Mhz . C'est par approximations successives que nous avons ensuite déterminé les épaisseurs optimales .

Les différentes combinaisons retenues , dont les résultats sont exprimés par les courbes de la planche 11 , sont donc les suivantes :

- 47,9 μ d'argent suivi de cuivre , bande passante : 11,35 Mhz
- 60 μ d'argent suivi de nickel , bande passante : 10,8 Mhz
- 50 μ de Zinc suivi d'argent , bande passante : 11,3 Mhz

Il faut noter une augmentation très nette de la bande passante (supérieure de 1 Mhz à celle obtenue pour un amortissement par du zinc massif) ainsi que , pour le couple zinc-argent , la constance de F/V (F/V varie de 0,64 N/V à 0,69 N/V de 4 Mhz à 11 Mhz) .

Il est aussi évident qu'il n'y a possibilité d'élargir la bande passante que vers les fréquences élevées pour lesquelles on doit avoir Z_{Br} voisine de 2.000 Ω à 12 Mhz et supérieure à 3.700 Ω à 16 Mhz (cf planche 10) ainsi que Z_{Bi} négative . C'est ce que nous essaierons d'obtenir en amortissant la céramique par deux couches successives suivies d'un matériau massif .

Remarques :

- Pour les deux premières combinaisons indiquées plus haut , nous avons été limités par la valeur de F/V à 9 Mhz sur laquelle Z_{Bi} n'influe pas.
 - Cette méthode donne des résultats notablement différents de ceux obtenus au moyen d'un calcul simple et rapide d'adaptation d'impédance (lame quart d'onde pour $f = 10$ Mhz ou pour la fréquence de résonance sans adaptation d'impédance acoustique $\sqrt{Z_x \cdot Z_2} = Z_1$) .
- Nous avons d'ailleurs tracé (planche 11 bis) la réponse d'un titanate amorti par de l'argent , par 50 μ de zinc suivi d'argent , et enfin par une couche d'impédance acoustique 2435 Ω , quart d'onde à 5 Mhz (soit la fréquence du maximum sans adaptation) suivie d'argent . La comparaison se fait nettement en faveur de notre méthode qui seule augmente la bande passante .

4) Obtention d'une courbe $Z_B = f(f)$ à deux extrêmes :

La seconde courbe de la planche 10 nous montre qu'il existe une autre possibilité d'améliorer la bande passante . Il faudrait , aux environs de 12 Mhz , donner à Z_{Br} une valeur relativement faible (si possible inférieure à 2.000 Ω) de façon à augmenter notablement F/V à cette fréquence .

Réponses d'un Tibalitt 12 ($f_0 = 10$ MHz) amorti
par une faible épaisseur de métal suivie d'un
matériau massif

- 1 $47,9 \mu$ d'argent + cuivre (B.P. = $11,35$ MHz)
- 2 60μ d'argent + nickel (B.P. = $10,8$ MHz)
- 3 50μ de zinc + argent (B.P. = $11,3$ MHz)

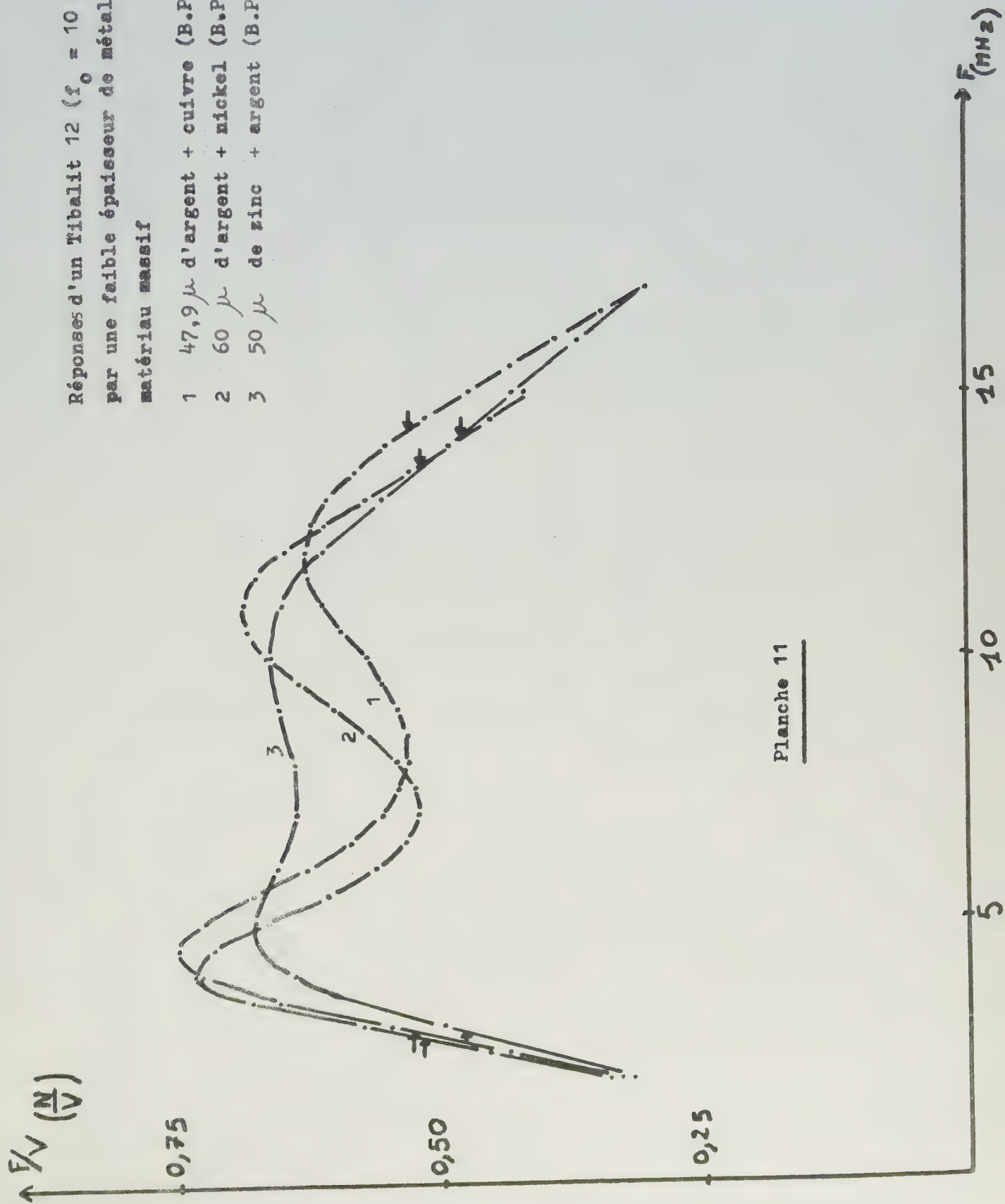
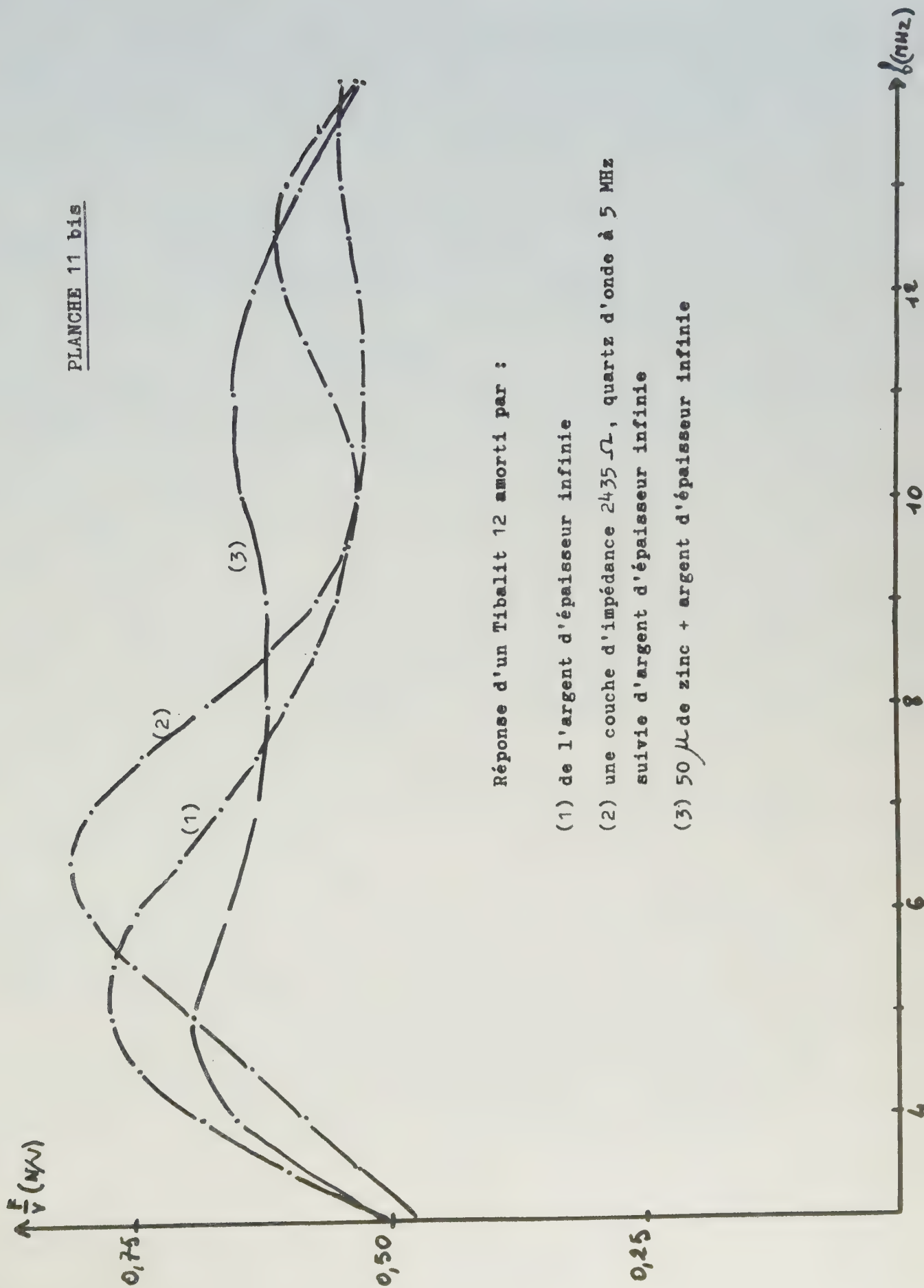


Planche 11

PLANCHE 11 bis



Réponse d'un T-bar 12 amorti par :

- (1) de l'argent d'épaisseur infinie
- (2) une couche d'impédance 2435Ω , quartz d'onde à 5 MHz suivie d'argent d'épaisseur infinie
- (3) 50μ de zinc + argent d'épaisseur infinie

Ceci peut être réalisé en intercalant une seconde couche de métal entre la première fine épaisseur et le dépôt infini . En effet , considérons la succession des quatre milieux , le titanate , et les milieux (1) , (2), et (3) d'impédances acoustiques Z_x , Z_1 , Z_2 et Z_3 (figure A.13) .

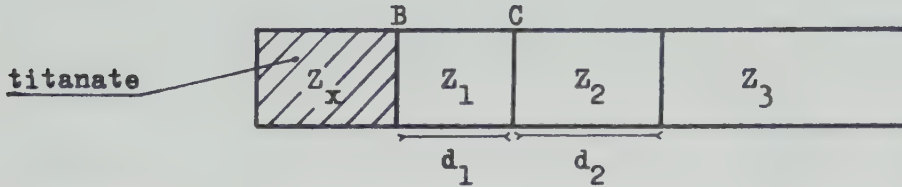


figure A.13

Si Z_2 est inférieure à Z_3 , l'impédance réelle Z_{Cr} ramenée en C varie avec la fréquence conformément à la courbe (1) de la figure A.14 .

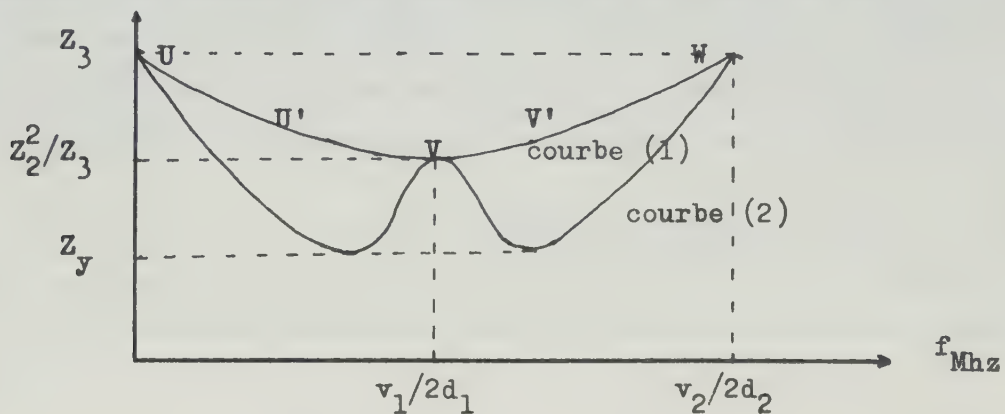


figure A.14

Introduisons alors un milieu d'impédance acoustique Z_1 , dont l'épaisseur d_1 est telle que :

$$2 \cdot v_1 / d_1 = v_2 / d_2$$

Cette lame est demi-onde pour les points U,V et W (et quart d'onde aux points intermédiaires U' et V') . Les impédances ramenées en B resteront alors respectivement égales à Z_3 , Z_2^2/Z_3 et Z_3 (cf A.III.3.1) .

Reste alors , pour créer des minimums entre U et V , et V et W , à adopter une valeur de Z_1 suffisamment faible pour que le terme Z_y soit inférieur à Z_2^2/Z_3 . Dans ce cas , on peut présumer que la courbe $Z_{Br} = f(f)$ aura une forme voisine de celle de la courbe (2) de la figure A.14 .

Les seules associations intéressantes (étant donné les restrictions imposées sur Z_{Br} par la planche 10) sont les suivantes :

- 209μ d'argent + 147μ de cuivre + nickel infini

- 263μ de zinc + $104,5\mu$ d'argent + cuivre infini

Les épaisseurs ont été choisies telles que $v_1/2d_1 = 8$ Mhz et $v_2/2d_2 = 16$ Mhz .

La figure A.15 nous donne les variations de Z_{Br} en fonction de la fréquence pour ces deux cas particuliers .

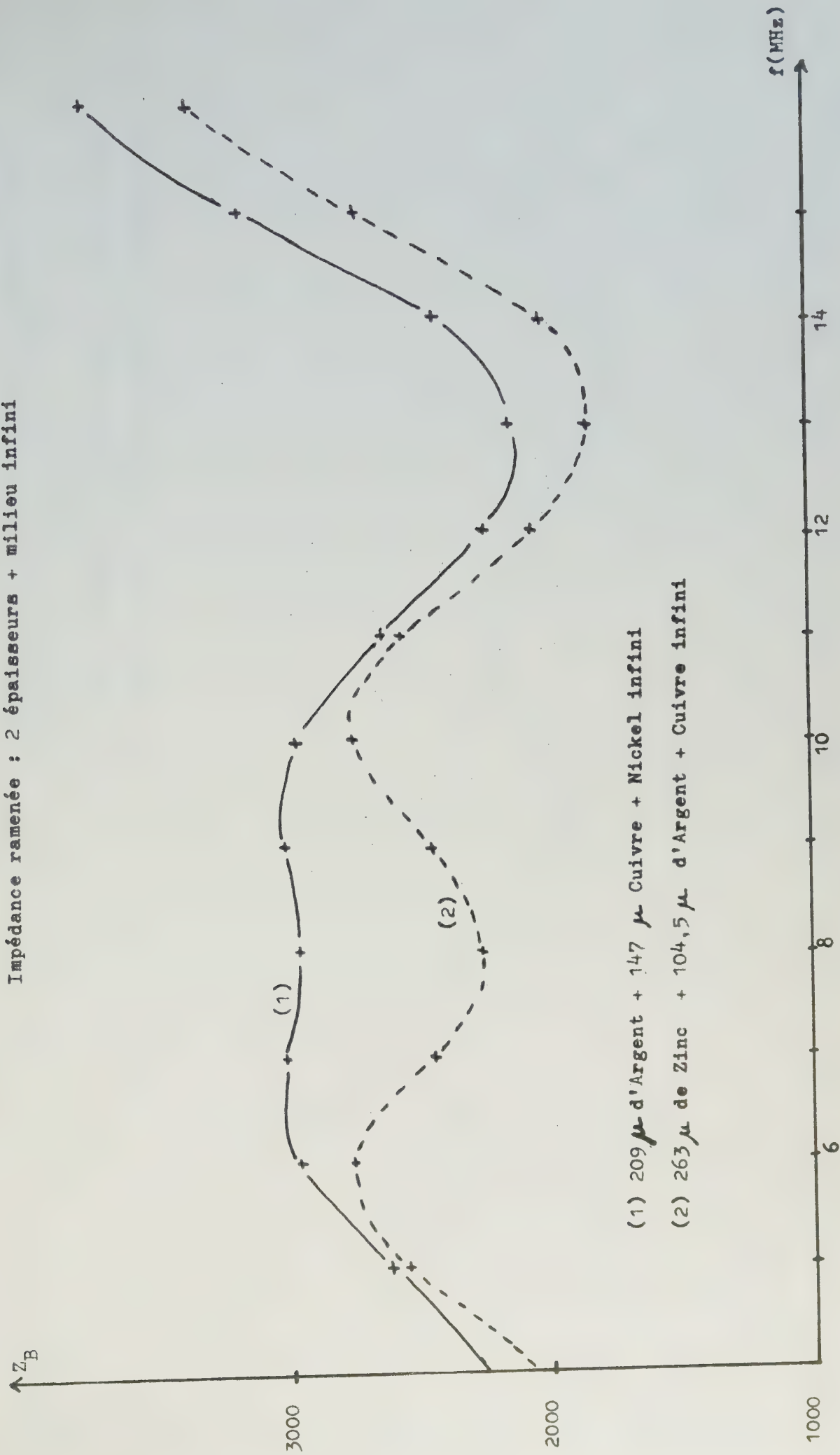
Les résultats obtenus semblant acceptables , nous avons alors calculé la réponse F/V d'un Tibalit 12 ainsi amorti (figure A.16) . Nous en tirons les constatations suivantes :

- une ondulation apparaît avec deux maximums à 12 et 15 Mhz .

- malheureusement , l'amplitude du maximum situé à 5 Mhz a notablement augmenté (en effet , pour cette fréquence , Z_{B1} est trop fortement négative et tend à accroître F/V) ce qui limite la bande passante . Il faudrait , pour obtenir un résultat acceptable , réussir à atténuer l'amplitude de ce maximum , ce qui conduirait à une bande passante de l'ordre de 12 Mhz .

En fait , les paramètres intervenant dans cette étude sont assez nombreux (nature et position des différents matériaux ; épaisseur des deux premiers) et les bandes passantes que l'on obtiendrait alors semblent à peine améliorées . Il nous a donc paru préférable de poursuivre notre recherche dans une autre voie (adaptation au milieu de propagation) susceptible de nous donner des résultats intéressants à plus brève échéance .

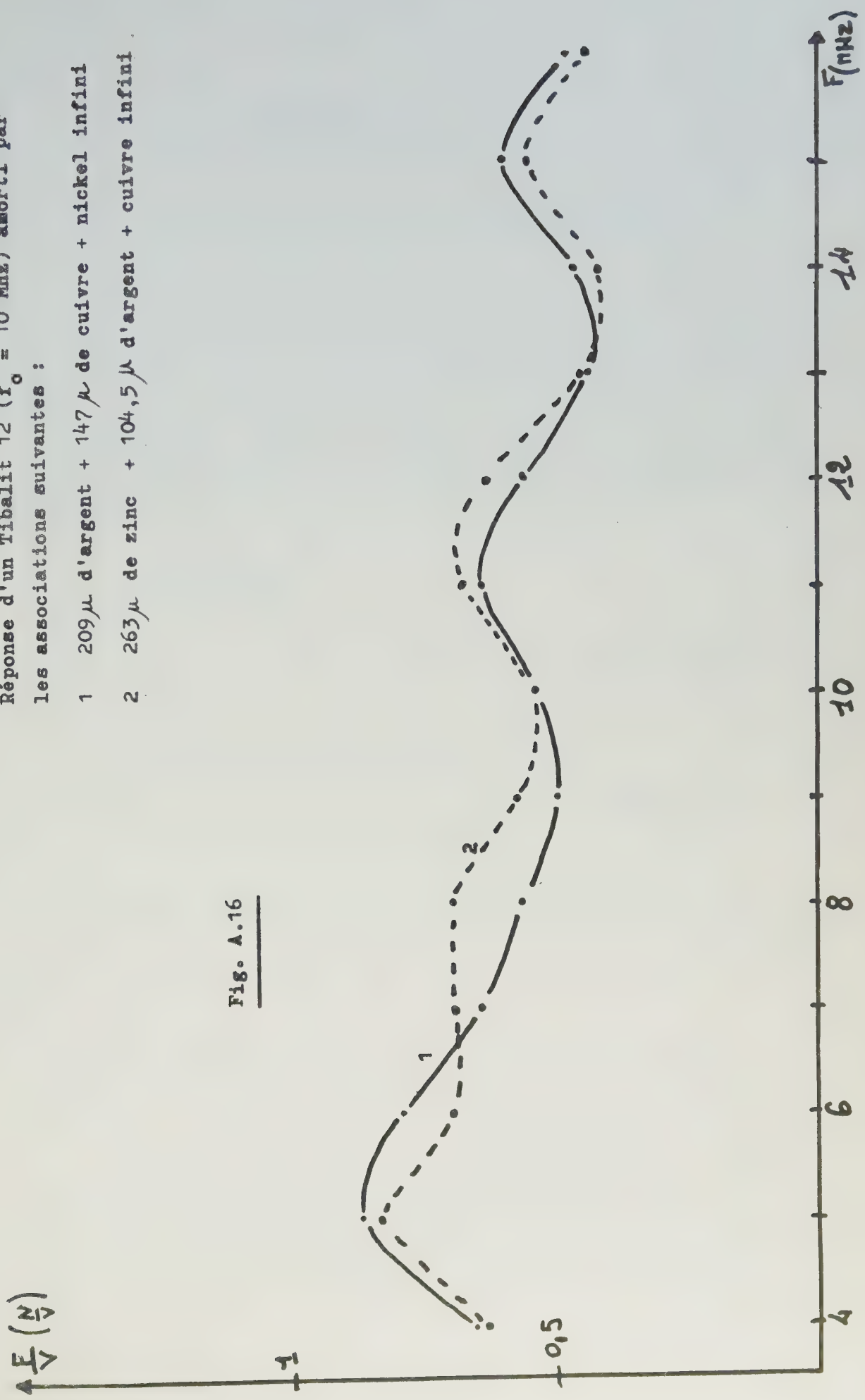
Impédance ramenée : 2 épaisseurs + milieu infini



Réponse d'un Tibalit 12 ($f_0 = 10 \text{ MHz}$) amorti par
les associations suivantes :

- 1 209μ d'argent + 147μ de cuivre + nickel infini
- 2 263μ de zinc + $104,5 \mu$ d'argent + cuivre infini

Fig. A.16



CHAPITRE IV :

Adaptation du transducteur au milieu de propagation

Afin d'améliorer les performances de tout dispositif de traitement optique de l'information , il faut se pencher sur le problème de l'efficacité du transducteur afin d'obtenir une réponse F/V d'amplitude la plus grande possible pour un niveau d'excitation donné .

Nous montrerons , dans ce qui suit , comment nous avons procédé de façon à augmenter cette efficacité et à l'accompagner d'un élargissement de la bande passante :

1) Introduction :

Considérons les trois milieux successifs : le titanate , le milieu d'adaptation et le milieu de propagation (eau) d'impédances respectives Z_x , Z et Z_E (figure A.17) .

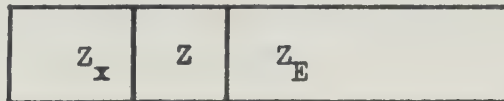


figure A.17

Nous pouvons résumer le contenu de l'annexe III en notant que :

- il y a possibilité d'adapter le titanate à l'eau en intercalant un milieu intermédiaire d'épaisseur d et d'impédance acoustique Z vérifiant la relation :

$$Z^2 = Z_E \cdot Z_x \quad (2)$$

cette adaptation n'étant optimale que pour une fréquence f_0 telle que :

$$d = \lambda_0/4 = v/4.f_0 \quad v = \text{vitesse des U.S. dans le milieu intermédiaire}$$

- un calcul rapide nous montre que pour une valeur de Z vérifiant (2) , la limitation en fréquence imposée par la ligne adaptatrice est égale à $2.f_0/3$, une légère amélioration étant possible à condition de choisir un milieu intermédiaire d'impédance acoustique plus élevée (la relation (2)

n'étant plus alors vérifiée) .

Travaillant avec des céramiques ayant des bandes passantes prévisionnelles voisines de 10 Mhz , il faut donc nous résoudre à une adaptation optimale pour une fréquence f_0 assez élevée , différente de f_1 , fréquence correspondant au maximum de F/V sans adaptation , de façon à ne pas être limité en largeur de bande par l'alignement adaptatrice . Nous favorisons ainsi , pour certaines fréquences , la transmission de l'énergie dans l'eau afin de compenser ou d'atténuer l'infériorité de la réponse du titanate à ces fréquences par rapport à f_1 .

Une constatation s'impose : en choisissant l'épaisseur d , il faudra réaliser un compromis de façon à obtenir une bande passante maximale tout en essayant de transmettre le plus possible d'énergie à l'eau .

2) Idée directrice :

Considérons le schéma équivalent d'un titanate de la figure A.18 obtenu à partir de la figure A.6 dans laquelle Z_B a été remplacée par $(Z_{Br} + j.Z_{Bi})$.

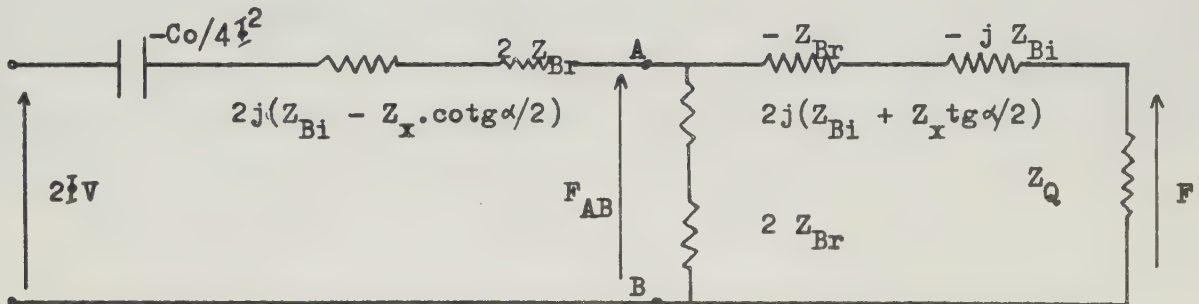


figure A.18

Si l'impédance de charge Z_Q reste relativement faible par rapport à l'impédance d'amortissement Z_B (au plus 500 Ω avec adaptation alors que Z_B est de l'ordre de 2500 Ω) , on pourra considérer que F_{AB} ne dépend plus de Z_Q . Or :

$$\frac{F}{F_{AB}} = \sqrt{\frac{Z_{Qr}^2 + Z_{Qi}^2}{(Z_{Qr} - Z_{Br})^2 + (Z_{Qi} - Z_{Bi})^2}} \approx \frac{|Z_Q|}{|Z_B|}$$

où les indices r et i indiquent les parties réelles et imaginaires des impédances Z_B et Z_Q .

D'où :

$$F = F_{AB} \cdot \frac{|Z_Q|}{|Z_B|}$$

Appelons alors :

Z_Q = impédance de charge sans adaptation

Z'_Q = impédance de charge avec adaptation

et plaçons nous à une fréquence fixe , ce qui impose Z_B constant .

Dans ce cas :

$$F' = F_{AB} \cdot \frac{|Z'_Q|}{|Z_B|} = F_{AB} \cdot \frac{|Z_Q|}{|Z_B|} \cdot \frac{|Z'_Q|}{|Z_Q|}$$

Donc :

$$F' = \frac{|Z'_Q|}{|Z_Q|} \cdot F \quad (3)$$

Nous voyons donc que si , par exemple , dans une gamme de fréquence F/V présente une diminution de pente P , il suffira pour maintenir F'/V constant , de faire en sorte que la courbe $Z'_Q = f(f)$ varie en $1/P$.

3) Obtention de $Z'_Q = f(f)$:

L'annexe I.B nous montre qu'il est possible , en choisissant deux matériaux d'impédance acoustique déterminée et l'épaisseur d du premier de "moduler" l'impédance Z_Q comme le montre la figure A.19 .

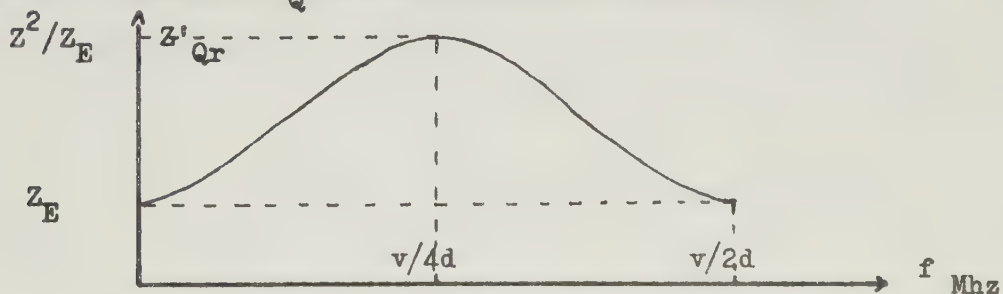


figure A.19

La période de la variation de Z'_{Qr} dépend de d ($\Delta f = v/2.d$) et Z'_{Qr} a pour valeur maximale Z^2/Z_E .

Le choix du matériau adaptateur est ici beaucoup plus facile que lorsqu'il s'agissait du métal intermédiaire entre le titanate et l'amortisseur

massif . En effet , le seul critère à prendre en considération est la pente P de la courbe de réponse sans adaptation . Il faut alors choisir un matériau dont l'impédance Z soit telle que le rapport Z^2/Z_E^2 (valeur maximale de Z'_{Qr} divisée par la valeur minimale $Z'_{Qr} = Z_E$) puisse être supérieur au rapport valeur maximale / valeur minimale de la courbe de réponse $F/V = f(f)$ dans la gamme de fréquence où celle-ci présente une diminution de pente P .

4) Principaux résultats :

De nombreuses possibilités d'adaptation sont offertes étant donné le peu de restrictions relatives au choix du matériau adaptateur et de son épaisseur .

Différents essais ont été tentés , dont les résultats sont matérialisés par les courbes des planches 12 à 14 .

Sur chacune d'elles , nous avons tracé les courbes théoriques sans et avec adaptation (1-2) calculées à partir d'un schéma équivalent complet . Nous avons reporté (en pointillés - 3) la réponse approchée , résultat de l'application à la courbe (1) de la formule (3) .

Les meilleurs résultats ont été obtenus pour les ensembles de matériaux suivants :

- Eau + $24,5\mu$ de gomme dure + titanate + zinc d'épaisseur infinie planche 12
- Eau + $57,2\mu$ de gomme dure + titanate + cuivre d'épais. infinie planche 13
- Eau + $33,4\mu$ de gomme dure + titanate + plomb d'épais. infinie planche 14
- Eau + $36,2\mu$ d'aluminium + titanate + plomb d'épaisseur infinie planche 14

L'étude de ces courbes fait apparaître immédiatement les constatations suivantes :

- les courbes (2) et (3) sont très proches , ce qui justifie pleinement les approximations faites ci-dessus . Grace à cette approximation , les choix théoriques peuvent être considérablement simplifiés .

- une augmentation sensible de la bande passante a été obtenue , les différents résultats s'échelonnant de 10,7 Mhz à 12,5 Mhz soit environ 2 Mhz de mieux que lorsqu'il n'y a pas adaptation .

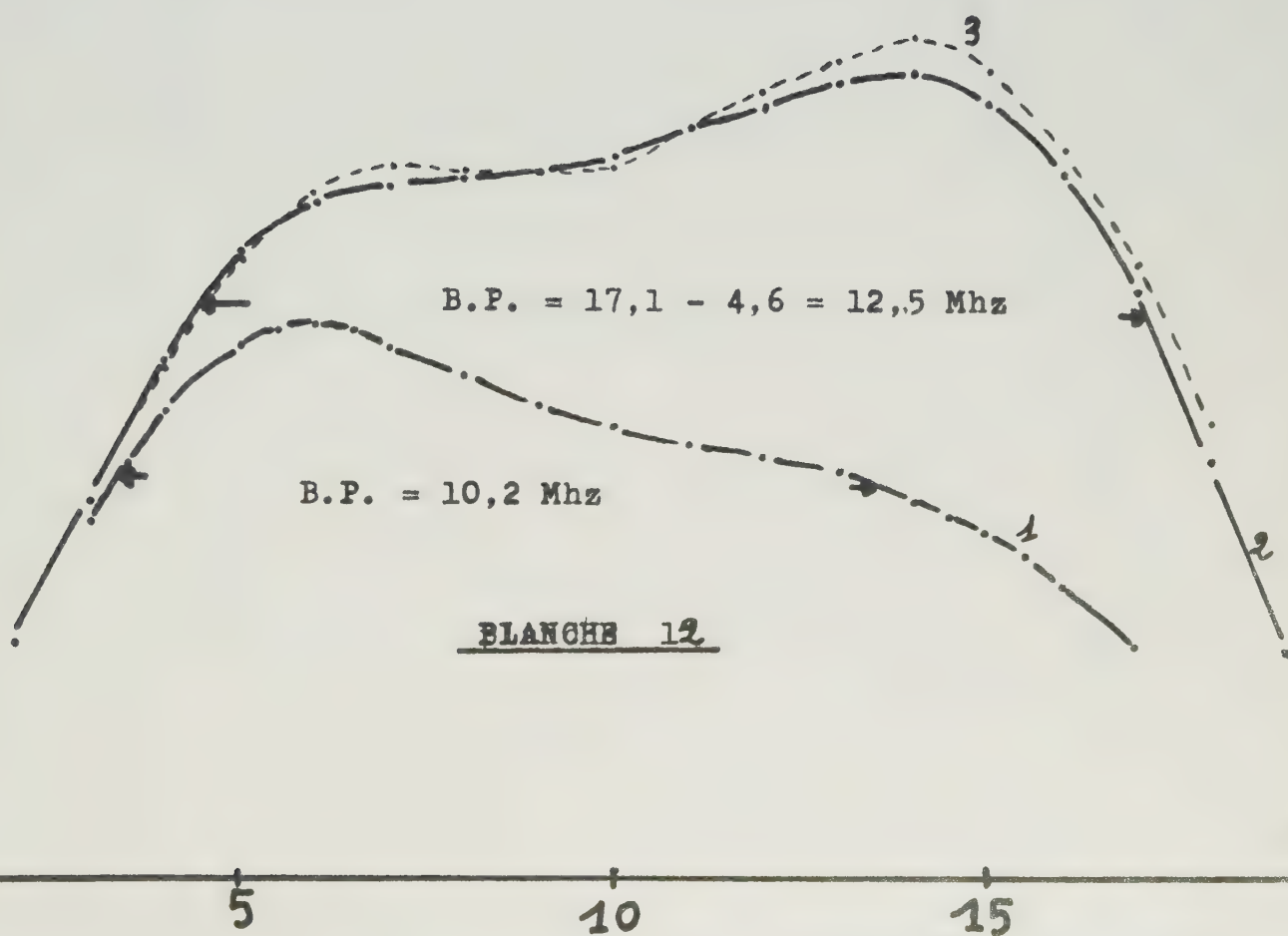
- une très nette amélioration de l'efficacité est mise en évidence (cf en particulier planche 14) , celle-ci ayant doublé généralement et même plus que triplé lorsque le matériau adaptateur est de l'aluminium .

$\sqrt{\frac{N}{V}}$

Réponses d'un Tibalit 12 ($f_0 = 10 \text{ Mhz}$) avec adaptation pour les ensembles de matériaux suivants :

1 Eau + titanate + zinc d'épaisseur infinie

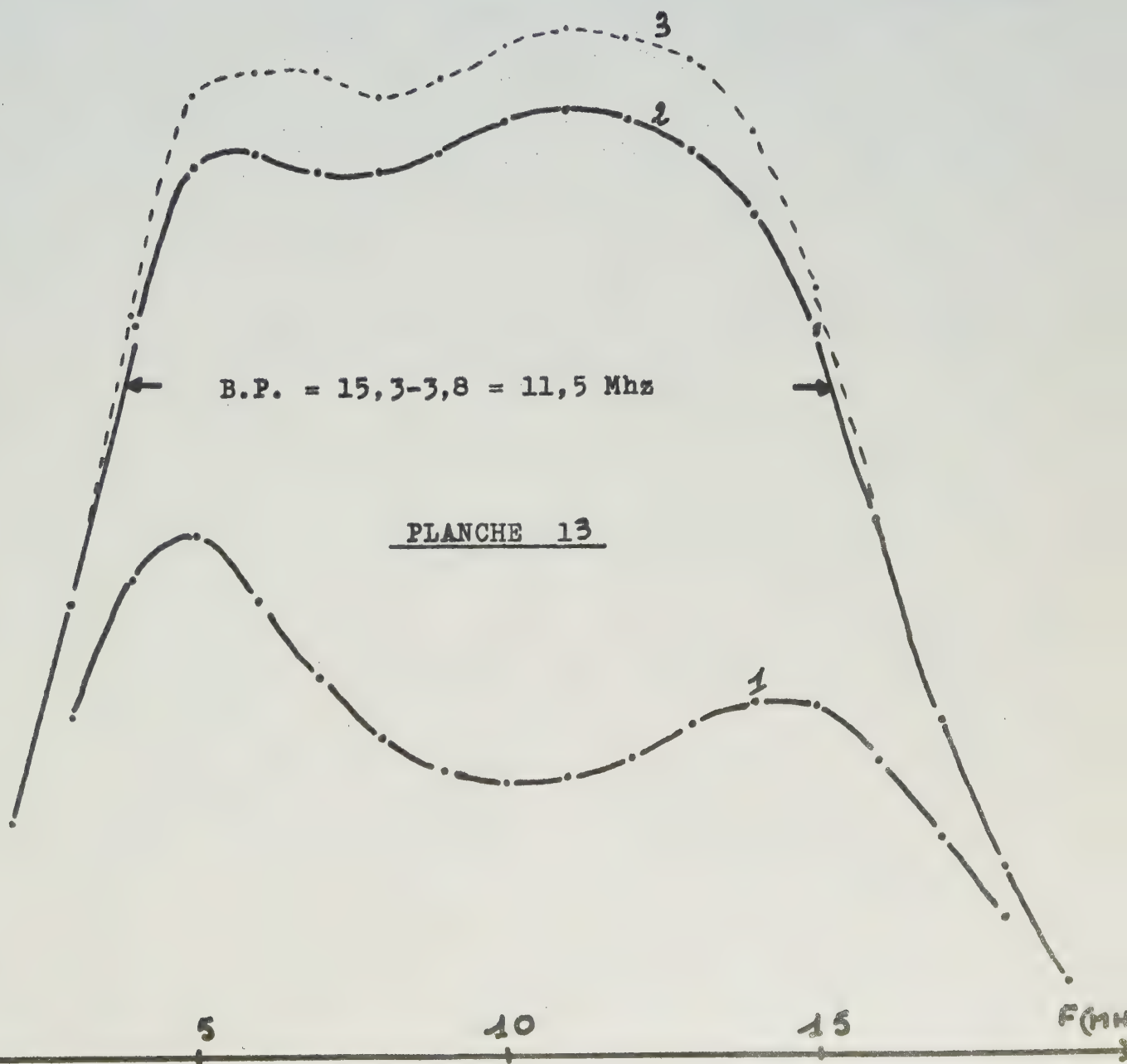
2 Eau + $24,5 \mu$ de gomme dure + titanate + zinc d'épaisseur infinie



Réponses d'un Tibalit 12 ($f_0 = 10 \text{ Mhz}$) pour les ensembles de matériaux suivants :

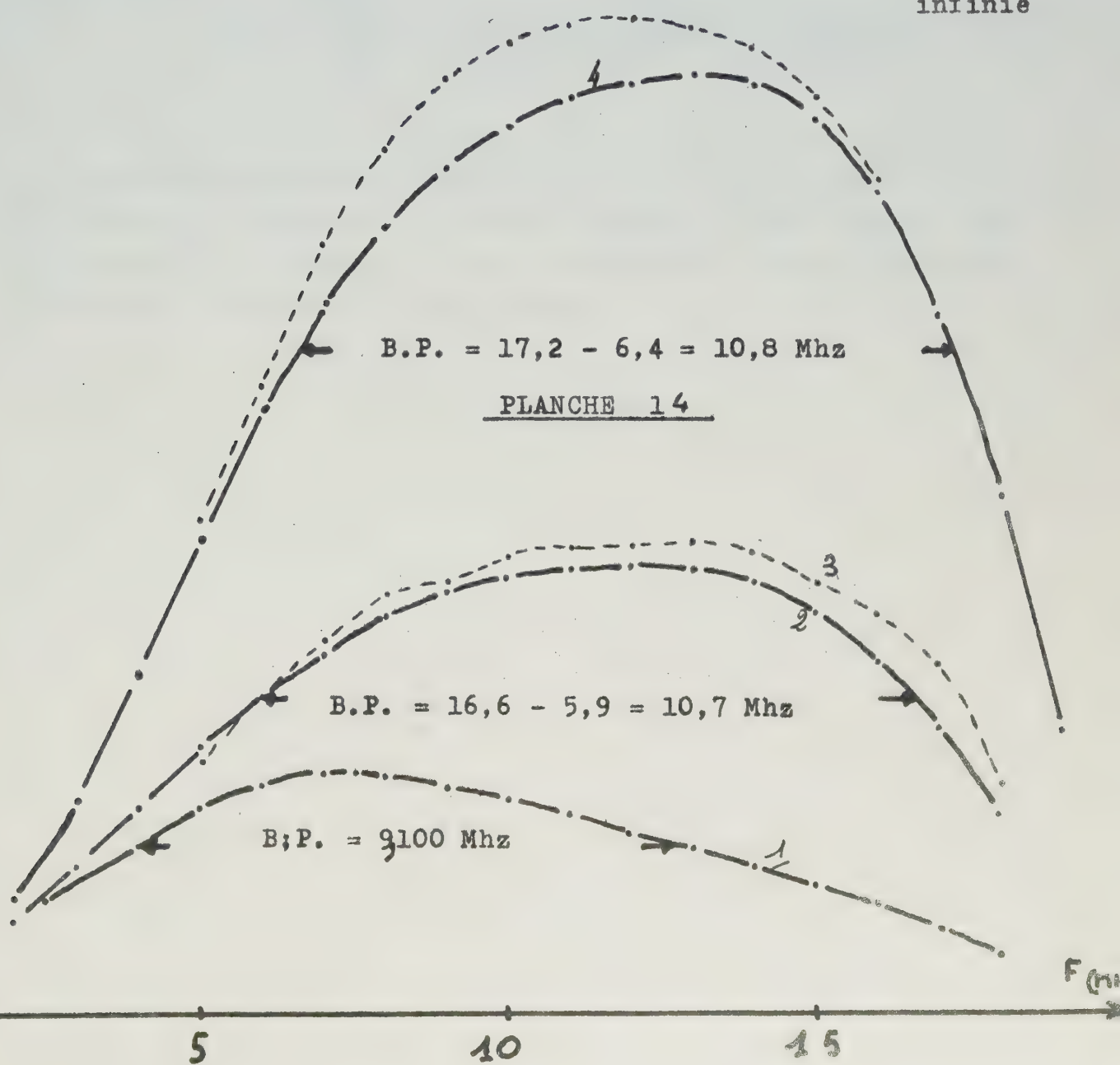
1 Eau + titanate + cuivre d'épaisseur infinie

2 Eau + $57,2 \mu$ de gomme dure + titanate + cuivre d'épaisseur infinie



Réponses d'un Tibalit 12 ($f_0 = 10 \text{ Mhz}$) pour les ensembles de matériaux suivants :

- 1 Eau + titanate + plomb d'épaisseur infinie
- 2 Eau + $33,4 \mu$ de gomme dure + titanate + plomb d'épaisseur infinie
- 3 Eau + $36,2 \mu$ d'aluminium + titanate + plomb d'épaisseur infinie



N.B. :

Lorsque le milieu adaptateur est de l'aluminium , Z_{Qr} et Z_{Qi} peuvent prendre des valeurs très élevées (Z_{Qr} max. $\approx 12000 \Omega$) et ne sont plus négligeables devant Z_{Br} et Z_{Bi} . L'équation (3) n'est plus valable .

Si on peut considérer que F_{AB} varie très peu avec Z_Q , il vient :

$$F' = F_{AB} \cdot \frac{|Z_Q|}{\sqrt{(Z_{Qr} - Z_{Br})^2 + (Z_{Qi} - Z_{Bi})^2}}$$

soit :

$$F' = \frac{|Z'_Q|}{|Z_Q|} \cdot \frac{|Z_B|}{\sqrt{(Z_{Qr} - Z_{Br})^2 + (Z_{Qi} - Z_{Bi})^2}} \cdot F$$

En conclusion , on peut dire tout le profit que l'on peut tirer de cette méthode permettant d'améliorer à la fois bande passante et efficacité. En particulier , connaissant la réponse expérimentale d'un titanate amorti en fonction de la fréquence , il nous sera possible , par une adaptation judicieuse , d'améliorer ses performances .

PARTIE B

ETUDE EXPERIMENTALE

Le problème posé était la mesure de la réponse d'un transducteur électroacoustique , c'est à dire le relevé des variations en fonction de la fréquence , de la force F exercée par ce cristal sur le milieu de transmission , l'amplitude V de la tension d'excitation de la céramique étant maintenue constante .

A cet effet , nous avons utilisé un procédé optique basé sur le phénomène de Debye et Sears qui permet d'atteindre au moins l'amplitude , moyennant un certain nombre de précautions que nous préciserons ultérieurement . Ce procédé présentait par ailleurs pour nous l'avantage de nous faire essayer le matériel dans des conditions très voisines de l'utilisation cherchée (compression d'impulsions) .

Après avoir rappelé le principe de la méthode de mesure , nous décrirons les différents dispositifs optique et mécanique . Nous verrons comment un dispositif électronique d'excitation , de contrôle et de mesure nous a permis d'abandonner une méthode de relevé manuel beaucoup trop lente au profit d'une mesure quasi-instantanée .

Le second chapitre sera consacré aux différents essais effectués en soulignant les problèmes rencontrés et les principaux résultats obtenus .

CHAPITRE I :

Description générale du banc de mesure

1) Principe de la méthode :

Pour relever la bande passante d'un transducteur , nous utilisons la diffraction d'une onde lumineuse plane par l'onde ultrasonore progressive émise dans l'eau par le transducteur : phénomène de Debye et Sears^{*} . Lorsque la céramique est excitée électriquement , une onde de pression longitudinale traverse le milieu de propagation , le stratifiant en couches d'indice de réfraction différent . Un faisceau parallèle de lumière monochromatique , traversant ce milieu perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde de pression, subit une modulation de phase proportionnelle à la tension d'excitation du transducteur (théorie de Raman et Nagendra Nath (20)) .

Cette lumière peut alors être considérée comme étant la superposition d'ondes planes se propageant dans diverses directions . Lorsque le signal d'excitation est sinusoïdal , le spectre de fréquence du champ lumineux se compose de franges fines dont le déplacement angulaire θ par rapport à la direction de la lumière incidente est donné par :

$$\sin \theta = \pm \frac{\lambda}{\Lambda} \cdot n \quad n \text{ entier positif ou nul}$$

avec : λ = longueur d'onde de la lumière

Λ = longueur d'onde des ultrasons

L'intensité de la $n^{\text{ième}}$ frange est donnée par la relation :

$$I_n = C \cdot J_n^2(a)$$

où :

J_n = fonction de Bessel d'ordre n

$a = (2\pi \cdot \Delta n \cdot z) / \lambda$ = variation de phase maximale de la lumière

Δn = variation maximale de l'indice de réfraction

z = largeur du faisceau ultrasonore

En particulier , pour des excitations suffisamment petites des transducteurs (a faible) , l'intensité de la raie d'ordre 1 est :

$$I_1 = C.J_1^2(a) = C. a^2/4 = C' . (2\pi \Delta n.z)^2 / \lambda^2$$

Or la loi de Lorentz-Lorenz fait correspondre la variation de pression ΔP créée par le transducteur à la variation de l'indice de réfraction Δn par la relation :

$$\Delta n = \Delta P . \mu . \frac{(n_o^2 - 1)(n_o^2 + 2)}{6.n_o} \quad (21)$$

avec :

μ = coefficient de compressibilité adiabatique du milieu de propagation

n_o = indice du milieu de propagation

Il en résulte que I_1 est proportionnelle à $(\Delta P)^2$. En mesurant cette intensité en fonction de la fréquence pour un niveau d'attaque constant du transducteur , nous obtenons sa réponse en fréquence .

Pour déterminer la bande à 3 db du transducteur , il faudra repérer les valeurs $I_{\max}/2$ correspondant dans l'échelle des forces (ou des ΔP) à un coefficient d'affaiblissement égal à $\sqrt{2}$.

Remarque : Conditions de validité

Les valeurs de l'intensité des raies de Raman et Nath ne sont acceptables qu'aux petits signaux ultrasonores , pour des largeurs de champ acoustique faibles et à des fréquences modérées .

A. Defebvre (21) a montré que ces conditions étaient respectées et donc que la théorie de Raman et Nath était parfaitement valable quand le coefficient :

$$\xi = 2\pi . \frac{z}{\lambda} . \sqrt{\frac{\Delta n}{n_o}}$$

est inférieur à 1 . Si nous cherchons à évaluer l'ordre de grandeur de ce terme dans nos expériences , il apparaît que :

$z = 1 \text{ cm}$ (diamètre du titanate)
 $\lambda = 150 \mu$ (dans l'eau à 10 Mhz)
 $n_0 = 1,33$ (indice de l'eau)
 $\Delta n = 8,6.10^{-6}$ (connu à partir de la valeur maximale de a permettant d'écrire $J_1(a) = a/2$ soit $a = 1$ puisque $J_1(a) = 0,44 \approx a/2 = 0,5$)
On trouve alors $\xi = 1,06$ ce qui est sensiblement acceptable .

Il faut aussi insister sur la nécessité d'une orthogonalité parfaite entre faisceaux optique et ultrasonore , une inclinaison de quelques minutes du transducteur par rapport aux conditions d'orthogonalité strictes pouvant causer des dissymétries fort appréciables (Mayer : 22) .

Reste enfin le problème de la forme réelle du champ ultrasonore . En fait, la théorie de Raman et Nath étant généralement assez bien vérifiée , on admettra que les ondes ultrasonores sont planes . On peut cependant faire une réserve , tant pour l'orthogonalité que pour la planéité de l'onde , en ce qui concerne le cas du transducteur amorti par un dépôt métallique en forme de coin .

2) Dispositif optique :

Rappelons tout d'abord l'allure générale du système qui est celle de tous les dispositifs de diffraction à l'infini (figure B.1) .

On projette l'image monochromatique d'une source S sur une fente fine F . Cette dernière est placée au foyer d'une lentille collimatrice C d'où sort un faisceau de rayons parallèles qui croisent orthogonalement le faisceau d'ultrasons . Les raies de diffraction peuvent être observées dans le plan focal de la lunette astronomique L_2 ($f = 1,50 \text{ m}$) .

En fait , nous formons à l'aide d'une lentille L_3 l'image en vraie grandeur du spectre de raies de Debye et Sears dans un plan situé environ à 60 cm du plan focal de l'objectif de la lunette astronomique . C'est dans ce plan que l'on déplace le photomultiplicateur recouvert d'une fente fine réglable en orientation et en largeur .

Tous ces éléments sont suspendus sous un banc d'optique horizontal . L'ensemble de l'équipement optique et électronique est visible aux photos 1 et 2 .

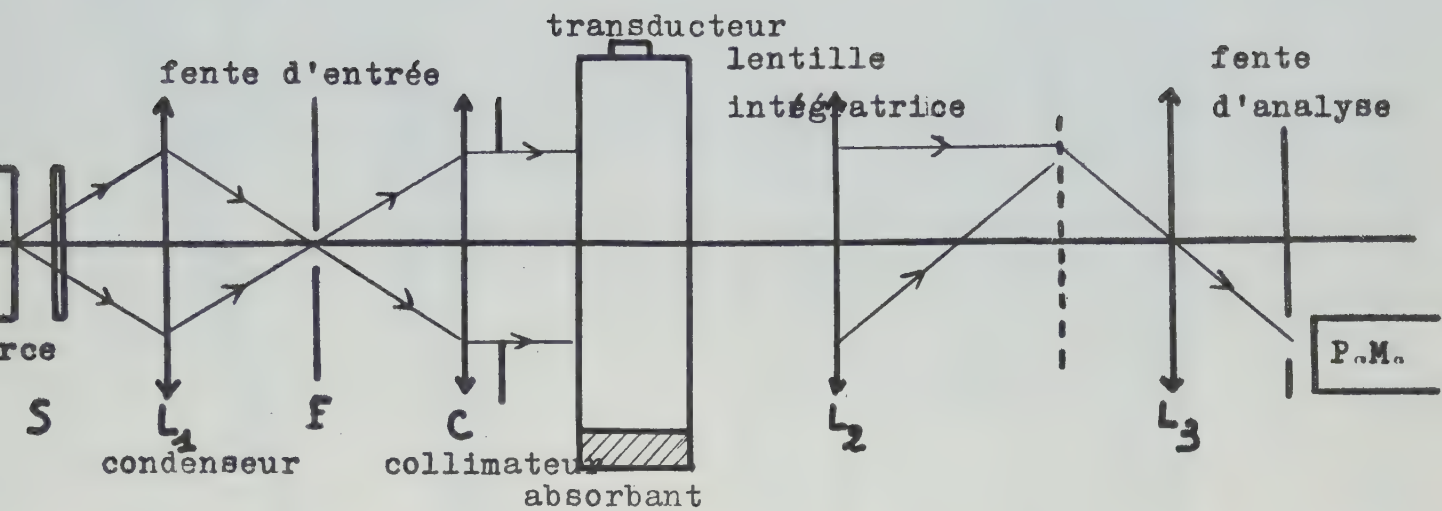


Fig. B.1

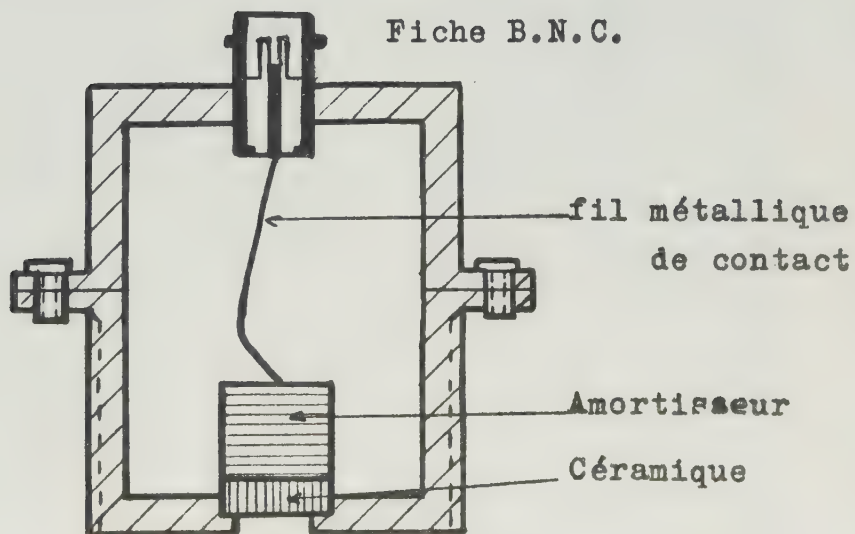


Fig. B.2

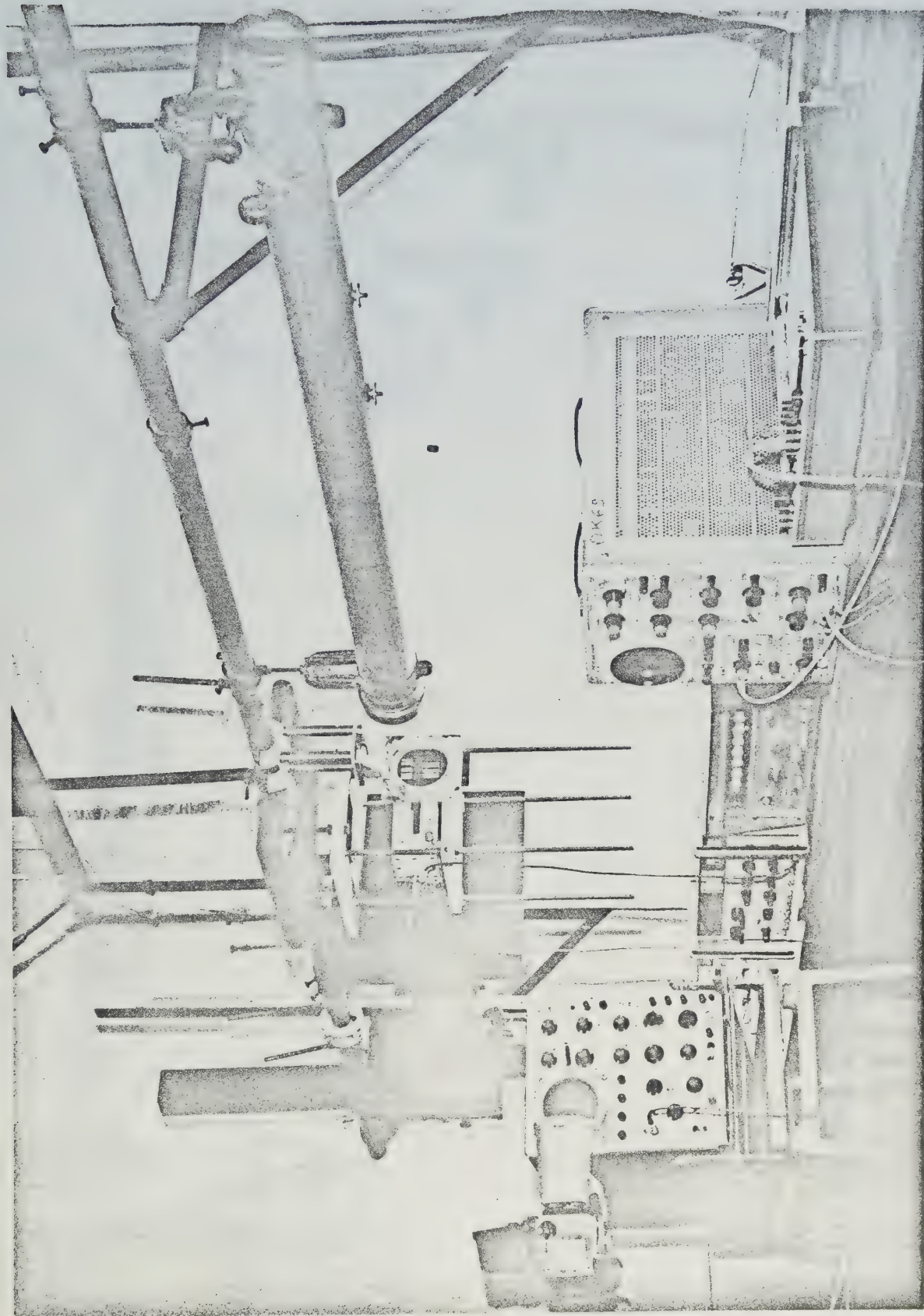


PHOTO 1 : EQUIPEMENT OPTIQUE ET ELECTRONIQUE

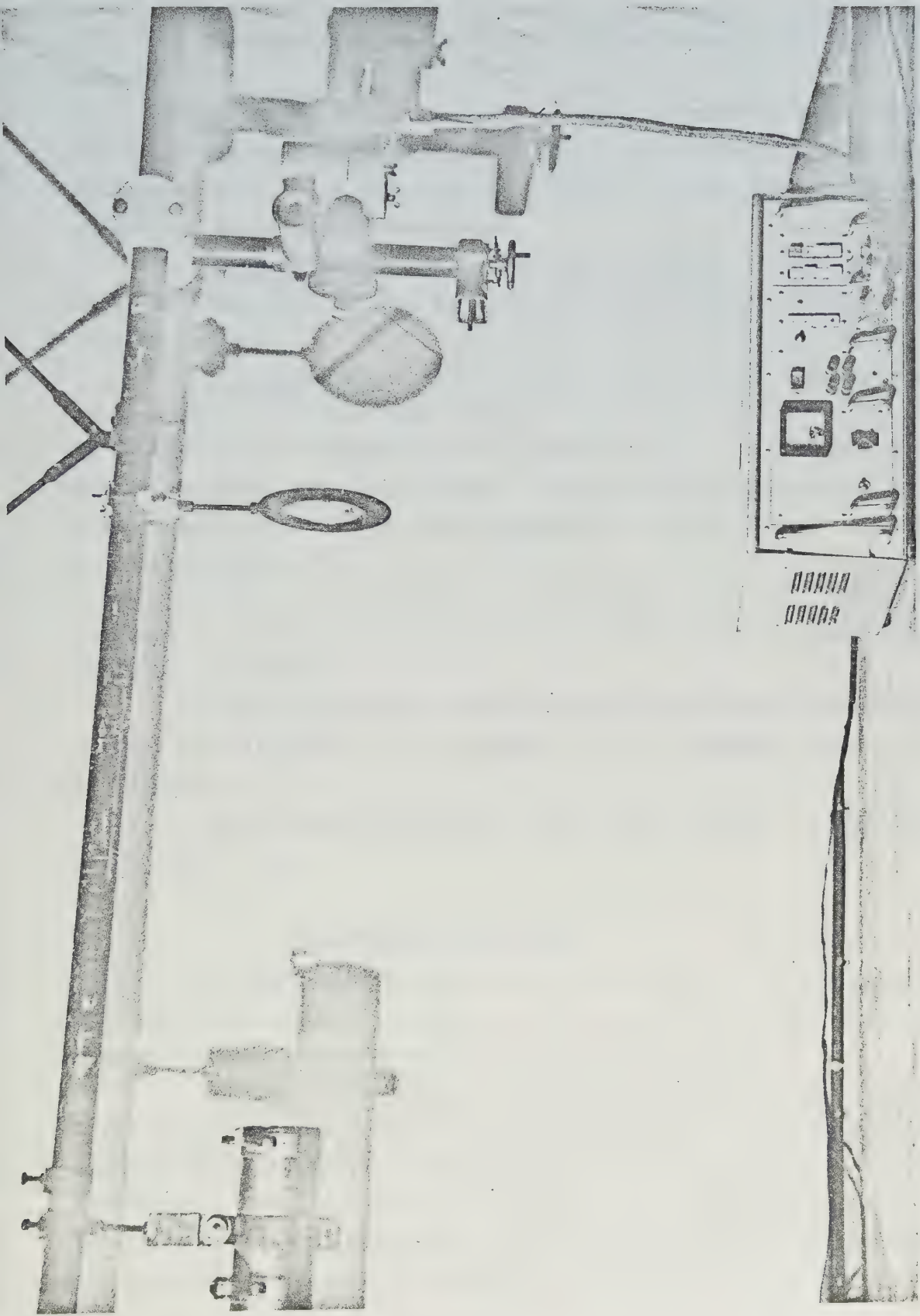


PHOTO 2 : EXTREMITÉ DU BANC D'OPTIQUE - PHOTOMULTIPLIEUR

Précisons quelques caractéristiques essentielles du dispositif optique .

La source : est une lampe à vapeur de mercure à arc court , de brillance élevée (lampe Philips CS 100 W - brillance : 200.000 stilbs - dimensions de l'arc : $200 \times 250 \mu$) suivie d'un filtre interférentiel Zeiss permettant d'isoler la raie verte .

Le condenseur : est en fait un microscope inversé qui donne une image de l'arc dans le plan de la fente F sur laquelle il permet de concentrer le flux lumineux .

Le collimateur : est composé de deux parties bien distinctes : la fente et la lentille collimatrice .

La fente F est de largeur variable jusqu'à 10μ . Une commande spéciale permet de régler son horizontalité . Le porte-fente lui assure en outre un réglage dans trois directions orthogonales : verticalement , latéralement et longitudinalement .

Cette fente est placée au foyer d'un objectif (SOM Berthiot) de longueur focale 500 mm , muni d'un diaphragme à iris et jouant le rôle de lentille collimatrice .

L'ensemble permet un éclairage sensiblement homogène sur une surface circulaire de 8 cm de diamètre , soit largement toute la hauteur de la fenêtre .

Le photomultiplicateur : est du type 51 AVP . Il peut délivrer un courant de 1 mA .

3) Dispositif acoustique :

Un générateur d'impédance de sortie 50Ω , de fréquence variable (0 - 32 Mhz) attaque à niveau constant un titanate placé dans une tête transductrice à l'extrémité d'une cuve remplie d'eau .

La tête transductrice : généralement utilisée lors de l'emploi d'amortisseurs solides est représentée figure B.2 . Elle se compose de deux parties cylindriques en laiton raccordées par trois vis . A l'extrémité filetée de l'une (permettant la fixation de la tête sur la cuve) est placé le titanate dont une face est en contact avec la masse de l'ensemble . Un peu de vernis en assure l'étanchéité . La seconde partie comprend une fiche

B.N.C. prolongée par un fil métallique d'une certaine raideur qui assure le contact électrique avec l'amortisseur et permet la fixation de l'ensemble amortisseur - titanate .

Quelques modifications ont été apportées à cette réalisation lors de l'emploi d'amortisseur liquide (mercure : cf B.II.2) .

La cuve : la tête transductrice est vissée à une extrémité d'une cuve à ultrasons réalisée en chlorure de polyvinile (dénomination industrielle : Lucoflex - S^t Gobain) conformément à la figure B.3 .

Cette cuve est remplie d'eau dégazée et peut être disposée sur un support attenant au banc d'optique :

- soit verticalement , le faisceau d'ultrasons allant de haut en bas.
- soit horizontalement ; dans cette dernière position que nous avons le plus souvent adoptée , des vis et des cuvettes de calage permettent de remettre la cuve dans la même position après démontage ou manipulation sur la tête transductrice . La rapidité et la reproductibilité des réglages y gagnent beaucoup . Un système de vis poussoir et de ressort de rappel permet alors , par un mouvement circulaire , de régler l'orthogonalité du faisceau ultrasonore et du faisceau lumineux .

Afin d'éviter les réflexions gênantes de l'onde ultrasonore , la cuve est munie , à l'extrémité opposée à la tête transductrice , d'un système absorbant réalisé en caoutchouc Rhodorsil CAF₁ moulé selon le profil de la figure B.4 .

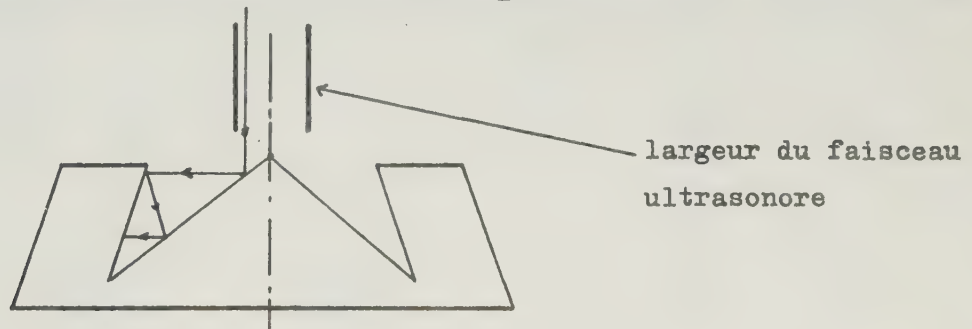


figure B.4

Enfin , deux fenêtres optiques ont été pratiquées . Elles sont réalisées en verre de qualité supérieure dont l'homogénéité a été contrôlée (verre Shott BK 7) . Ces glaces ont été planéifiées sur deux faces à $\lambda/10$. Leur épaisseur a été choisie de 10 mm pour éviter toute déformation due au poids de l'eau dans la cuve . Elles sont posées directement sur les parties

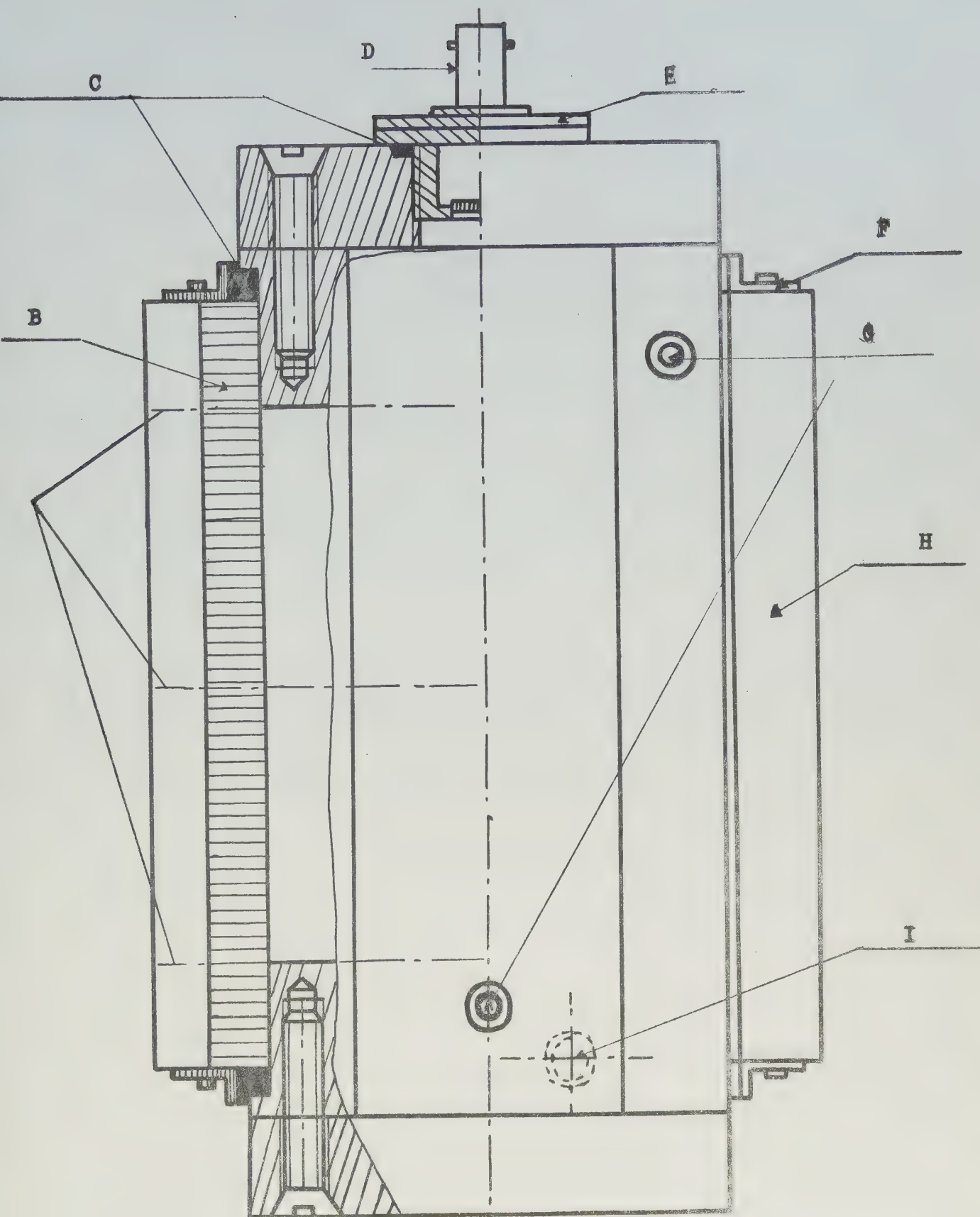


Fig. B.3

Figure B.3 : Schéma de la cuve
Détails de construction

- A : axe et ouverture des glaces
- B : glace
- C : joints d'étanchéité en caoutchouc moulé
- D : fiche B.N.C. d'amenée de tension.
- E : tête transductrice
- F : plaque en métal servant à la fixation
- G : pointeaux permettant le réglage horizontal de la cuve
- H : cadre de fixation
- I : orifice de vidange situé sur la face arrière

dréssées des fenêtres . Un caoutchouc moulé et écrasé par un cadre ne touchant pas les glaces assure leur fixation et l'étanchéité du système .

4) Dispositif électronique d'excitation du transducteur et de mesure de la bande passante :

Les premiers relevés de bande passante effectués au laboratoire l'ont été manuellement . Pour chaque point de mesure , il fallait retoucher le réglage du générateur d'excitation ainsi que la position du photomultiplicateur , ce qui rendait l'opération longue et fastidieuse surtout lorsqu'on multipliait ces points de mesure de façon à améliorer la précision du résultat .

Très vite , il nous a semblé nécessaire de mettre au point un équipement permettant une mesure automatique quasi-instantanée . La principale difficulté était d'assurer une constance suffisante du niveau d'attaque H.F. compte tenu de la faible valeur de l'impédance électrique équivalente au titanate et surtout de ses variations en fonction de la fréquence .

4.1) Schéma électrique équivalent au titanate :

Ces problèmes sont mis en évidence par les mesures d'impédance série R_x et X_x effectuées à l'aide d'un pont RF Général Radio sur un transducteur Pl-60 amorti au plomb et fixé sur la cuve dans les conditions même d'utilisation (figure B.5) .

Ces courbes nous permettent de représenter empiriquement le dipole électrique équivalent au titanate amorti par le schéma de la figure B.6 , la résistance R_1 shuntée par C_1 donnant effectivement une résistance série R_s variable avec la fréquence (figure B.7) , alors que l'association en série de la self L et des capacités C_2 et C_s donne bien une réactance d'abord négative puis positive (figure B.5) .

A partir des valeurs mesurées de R_x à 7 et 13 Mhz , nous calculons R_1 et C_1 . On trouve $R_1=13,13 \Omega$ et $C_1 = 1,946 \text{ nf}$. Nous en déduisons l'impédance de C_s . L'étude de la réactance X_x permet alors de déterminer les valeurs de L et C_2 : $L = 0,415 \mu\text{H}$ et $C_2 = 952 \text{ pf}$.

Comme nous attaquons le titanate par une tension de fréquence variable , il n'est pas toujours possible de compenser la réactance négative ramenée . Nous nous sommes donc contentés , en construisant un transformateur

Adaptation par transformateur large bande

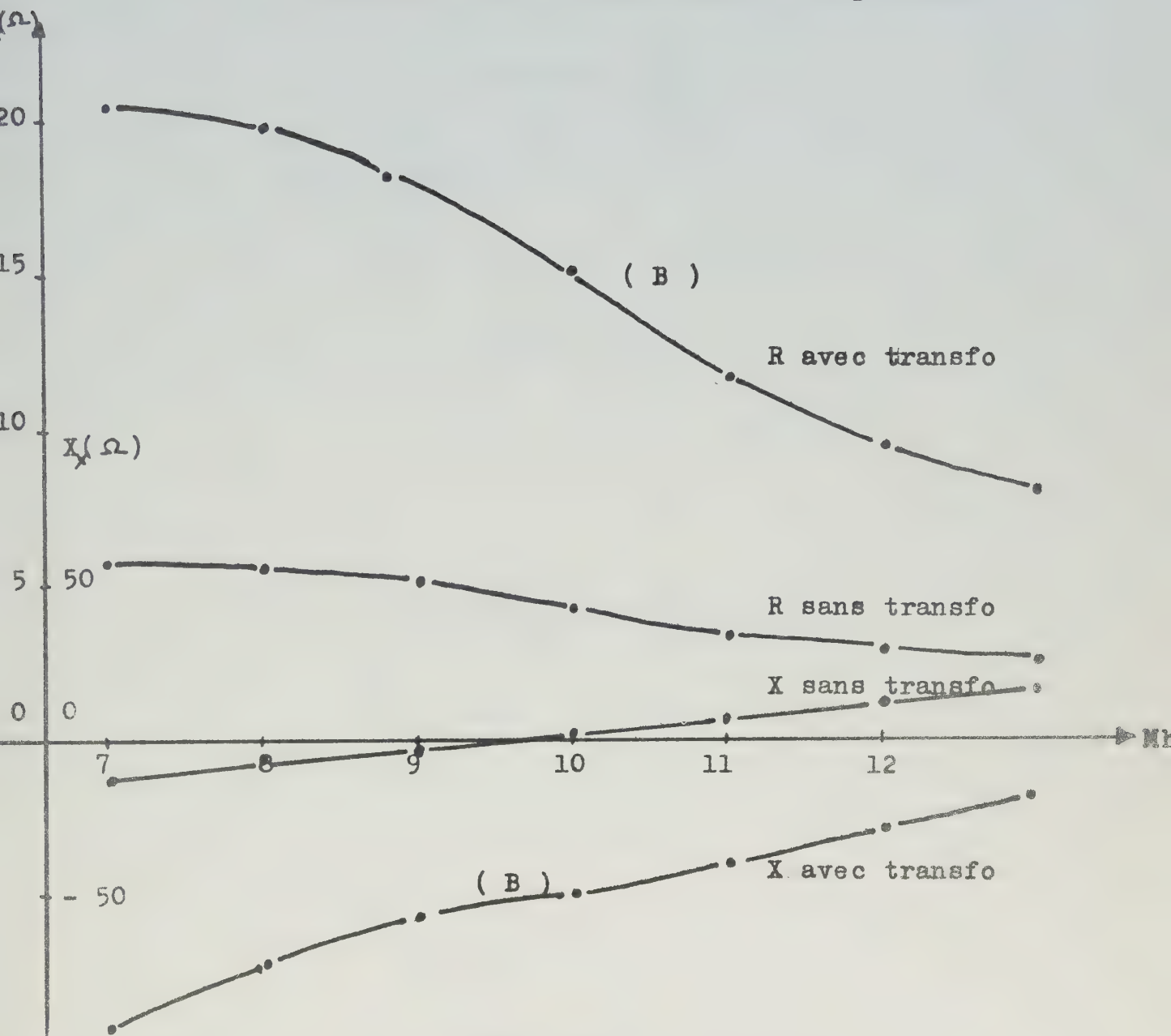


Fig. B.5

Circuits électriques équivalents
au transducteur amorti

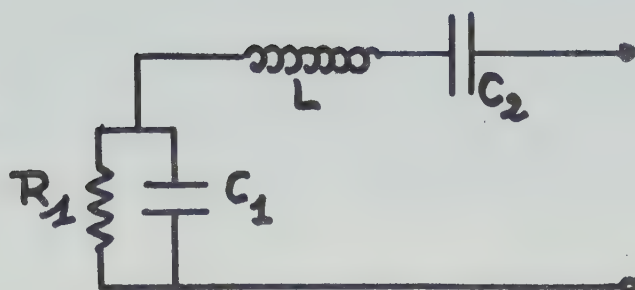


Fig. B.6

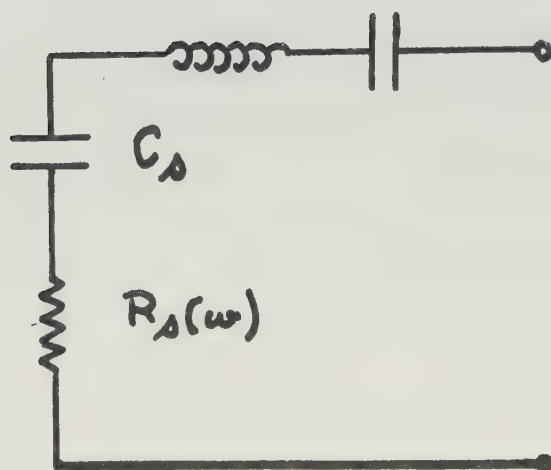


Fig. B.7

utilisant les circuits hybrides décrits par Ruthroof (23) , de multiplier l'impédance par environ 4 , comme le montrent les courbes (B) de la figure B5. Nous ramenons ainsi l'impédance aux environs de 50Ω , ce qui autorise le branchement de la tête transductrice par l'intermédiaire d'un câble blindé d'impédance caractéristique 50Ω .

N.B. : Pour certains transducteurs amortis différemment , la valeur moyenne de R_g peut varier . Nous avons donc dû construire un jeu de transformateurs de rapports différents tels que l'impédance puisse toujours être ramenée aux environs de 50Ω .

Il faut cependant noter dans certains cas , de telles variations de l'impédance (en particulier lorsque l'amortisseur est un dépôt métallique de faible épaisseur : cf figure B.8) que la régulation avec transformateur ne peut suffire à assurer la constance de l'excitation .

4.2) Dispositif d'excitation et de mesure :

Les variations de la tension aux bornes du transducteur dues aux variations de l'impédance avec la fréquence seraient intolérables pour les relevés automatiques de bande passante . Nous avons donc tenté de réguler le niveau d'attaque au moyen d'une commande automatique de gain (C.A.G.) .

Le dispositif utilisé est représenté par l'encadré de la figure B.9. La tension délivrée par le Wobulateur Hewlett-Packard 675 A est amplifiée (le niveau de sortie étant parfois trop faible) et attaque le titanate par l'intermédiaire d'un transformateur adaptateur . Cette tension , atténuée , (le détecteur Hewlett-Packard 11098 A ne supportant pas une tension d'entrée supérieure à 2 volts) est détectée et injectée sur l'entrée A.L.C. (Automatic Level Control) du Wobulateur .

Par ailleurs , la tension délivrée par le photomultiplicateur 51 AVP est appliquée au premier canal d'entrée d'un oscilloscope Tektronix 532 dont la seconde voie est reliée à la sortie "Marker Adder" du Wobuloscope. Celui-ci assure en outre un balayage horizontal linéaire en fréquence de l'oscilloscope (entrée " External Sweep ") . Il nous est donc possible , en positionnant l'oscilloscope sur "adder" , de visualiser la réponse en fréquence du titanate et de lire directement sa bande passante .

En diminuant la rapidité du balayage en fréquence du Wobulateur , cette réponse peut être relevée sur table traçante (Hewlett-Packard 7004-A).

$Z(\omega)$

Impédance électrique d'un Tibalit 12 amorti
par une épaisseur de cuivre de 200μ

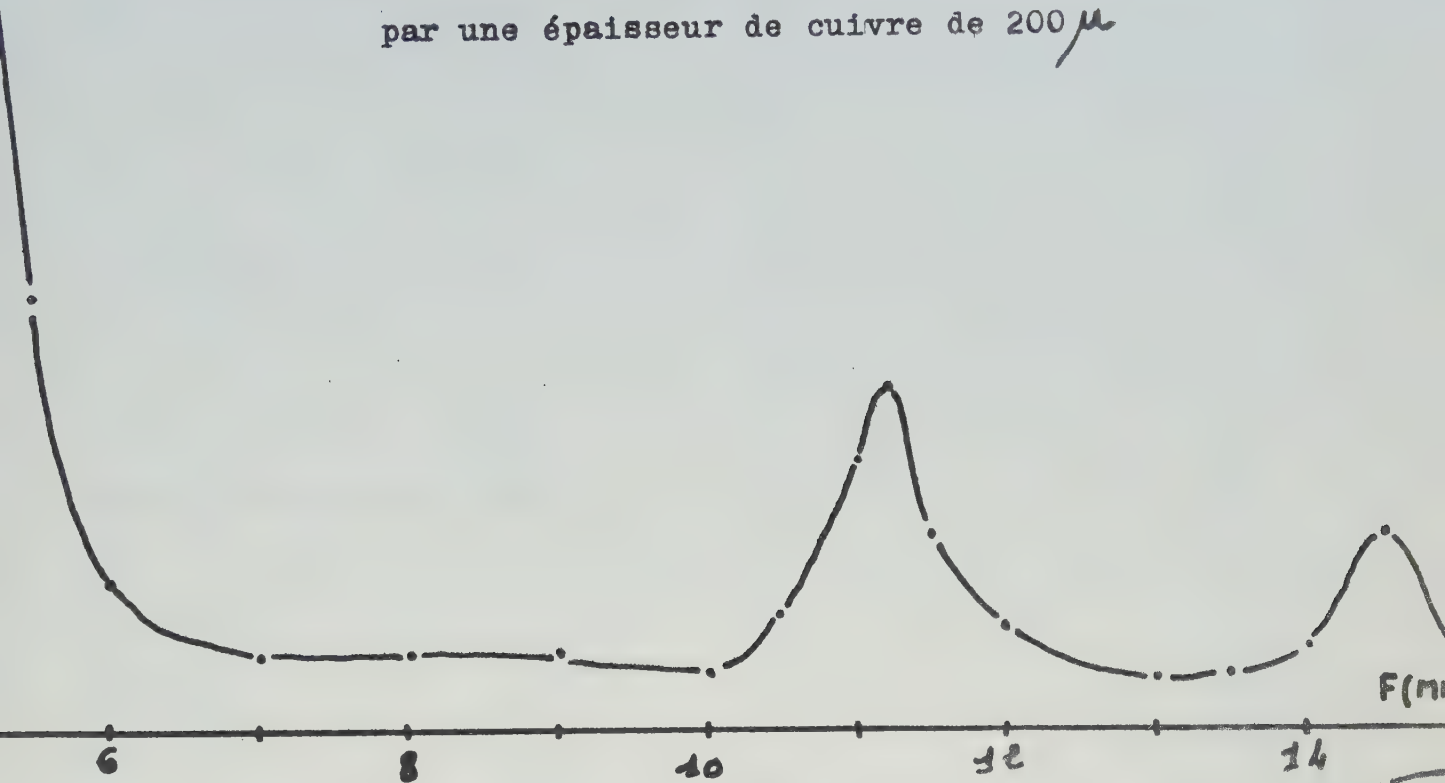
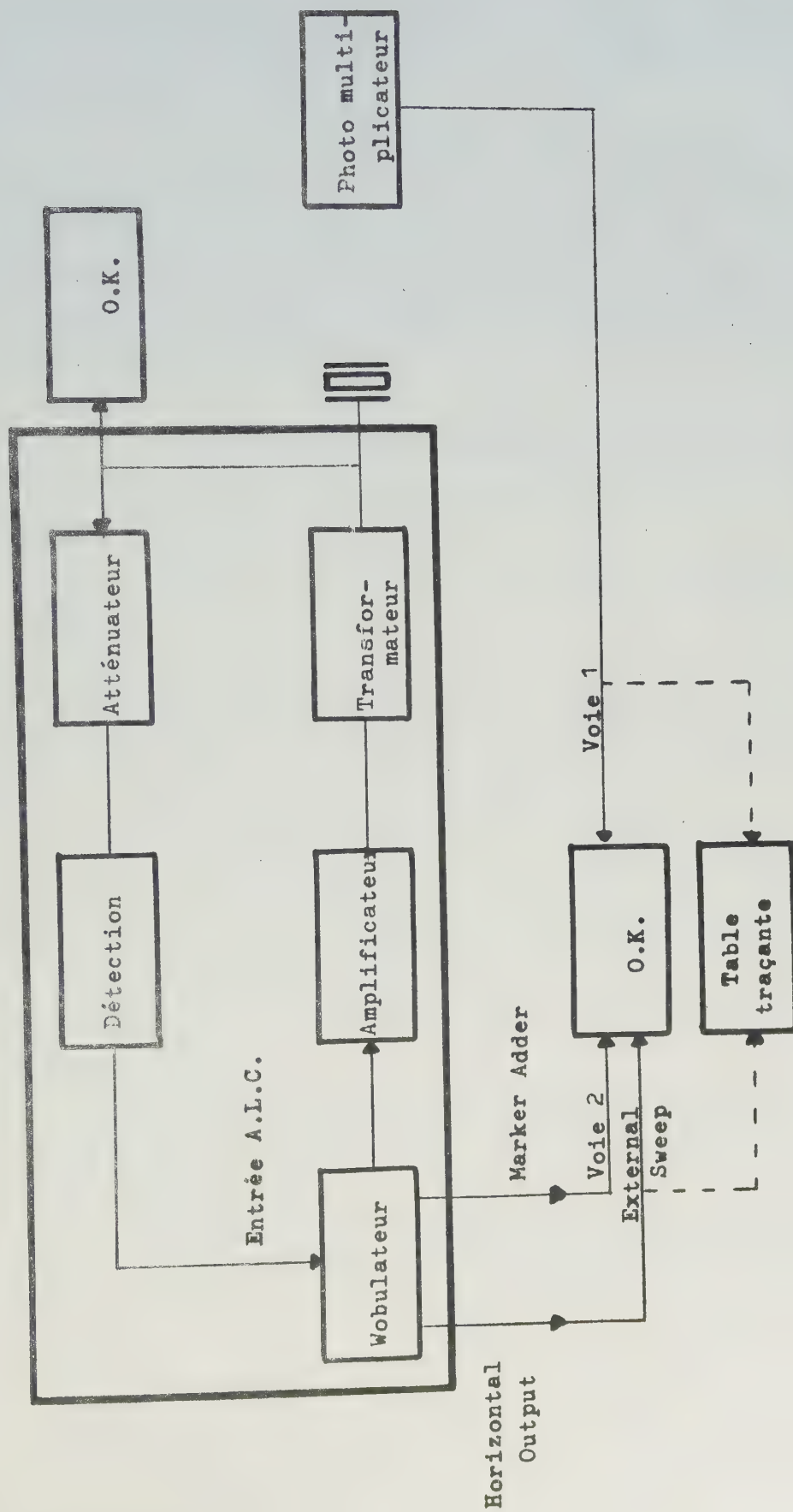


Fig. B.8



Dispositif électronique d'excitation
du transducteur

Figure B.9.

Un second oscilloscope Tektronix 545 A nous permet de visualiser la tension d'attaque du titanate et d'en mesurer l'amplitude .

La planche 15 nous montre l'efficacité de la régulation pour des amortisseurs de types variés .

Il nous a été impossible , dans certains cas , d'obtenir une régulation complète . Nous avons alors attaqué le titanate par une tension trapézoïdale (cf courbe 4 planche 15) nous permettant une correction aisée puisque l'intensité recueillie au photomultiplicateur est proportionnelle au carré de la tension appliquée à la céramique (la correction maximale réalisée a été de 10 %) .

5) Relevé de la bande passante - Mode opératoire :

Différents réglages successifs doivent être réalisés de façon à aboutir à un résultat correct .

Le générateur délivrant un signal de fréquence fixe , nous vérifions d'abord la position de la cuve pour que le faisceau ultrasonore soit orthogonal au faisceau lumineux . Pour ce faire , nous cherchons à obtenir , dans un premier temps , un maximum d'intensité lumineuse au photomultiplicateur (réglage grossier) . Puis , pour différentes fréquences nous contrôlons l'identité des raies d'ordre (+1) et (-1) .

Nous avons ensuite relevé les courbes dites de linéarité (intensité recueillie au photomultiplicateur en fonction du carré de la tension d'attaque, le paramètre étant alors la fréquence) qui nous ont permis de choisir la gamme de tension correcte . Ceci n'était pas indispensable , une excitation à faible niveau donnant généralement des réponses satisfaisantes . Nous avons tenu cependant à le contrôler de façon à améliorer la précision de nos résultats .

Le générateur délivrant maintenant un signal de fréquence variable, nous réglons la C.A.G. de façon à attaquer le titanate par une tension quasi-constante .

Enfin , nous positionnons le photomultiplicateur pour éliminer la raie d'ordre zéro ainsi que celles d'ordre négatif , et ne recueillir que

Planche 15: Efficacité de la régulation

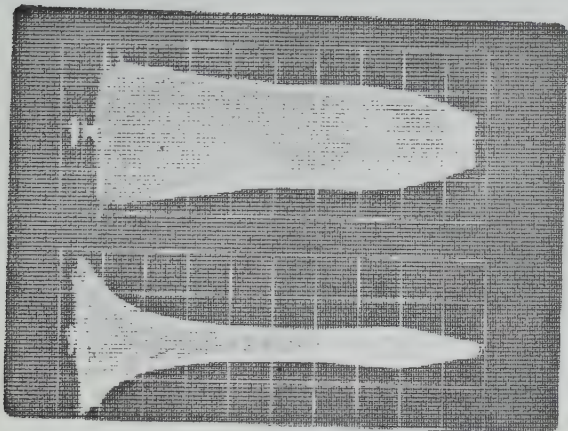


Photo 1: 0-20 Mhz
haut: avec A.L.C.
bas: sans A.L.C.

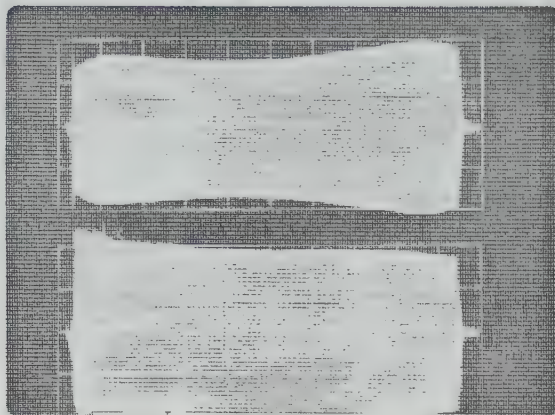


Photo 2: 7-17 Mhz
haut: sans A.L.C.
bas: avec A.L.C.

Titanate amorti au plomb coulé

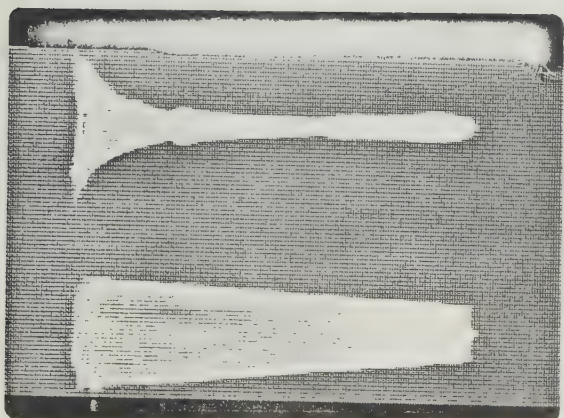


Photo 3: titanate amorti par 200μ
de cuivre (0-20 Mhz)
haut: sans A.L.C.
bas: avec A.L.C.

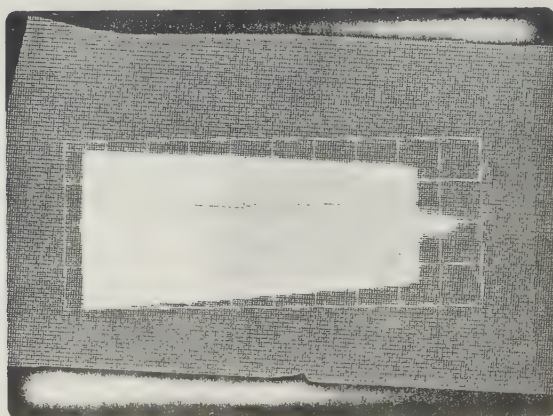


Photo 4 : tension type de forme
trapézoïdale

les raies d'ordre positif (en fait , seule la raie d'ordre 1 nous intéresse; on veillera donc à limiter la tension aux bornes du titanate afin que la raie d'ordre 2 n'intervienne pas) .

Nous avons comparé (figure B.10) la réponse d'un Pl-60 amorti par une grosse épaisseur de plomb , le relevé ayant été effectué manuellement puis automatiquement (avec une correction causée par la forme trapézoïdale de la tension) . La concordance est absolue jusque 12 Mhz . Au delà , une légère différence apparaît qui tend à nous donner une lecture de la bande passante légèrement inférieure dans la méthode automatique (cette différence est probablement causée par une non linéarité du photomultiplicateur) . Nous n'en tiendrons pas compte étant donné les limites de notre étude . Quelques précautions seront cependant à prendre dans les rares cas où il sera intéressant de travailler au delà de 13 Mhz .

Réponse d'un P1-60 amorti par
une grosse épaisseur de plomb

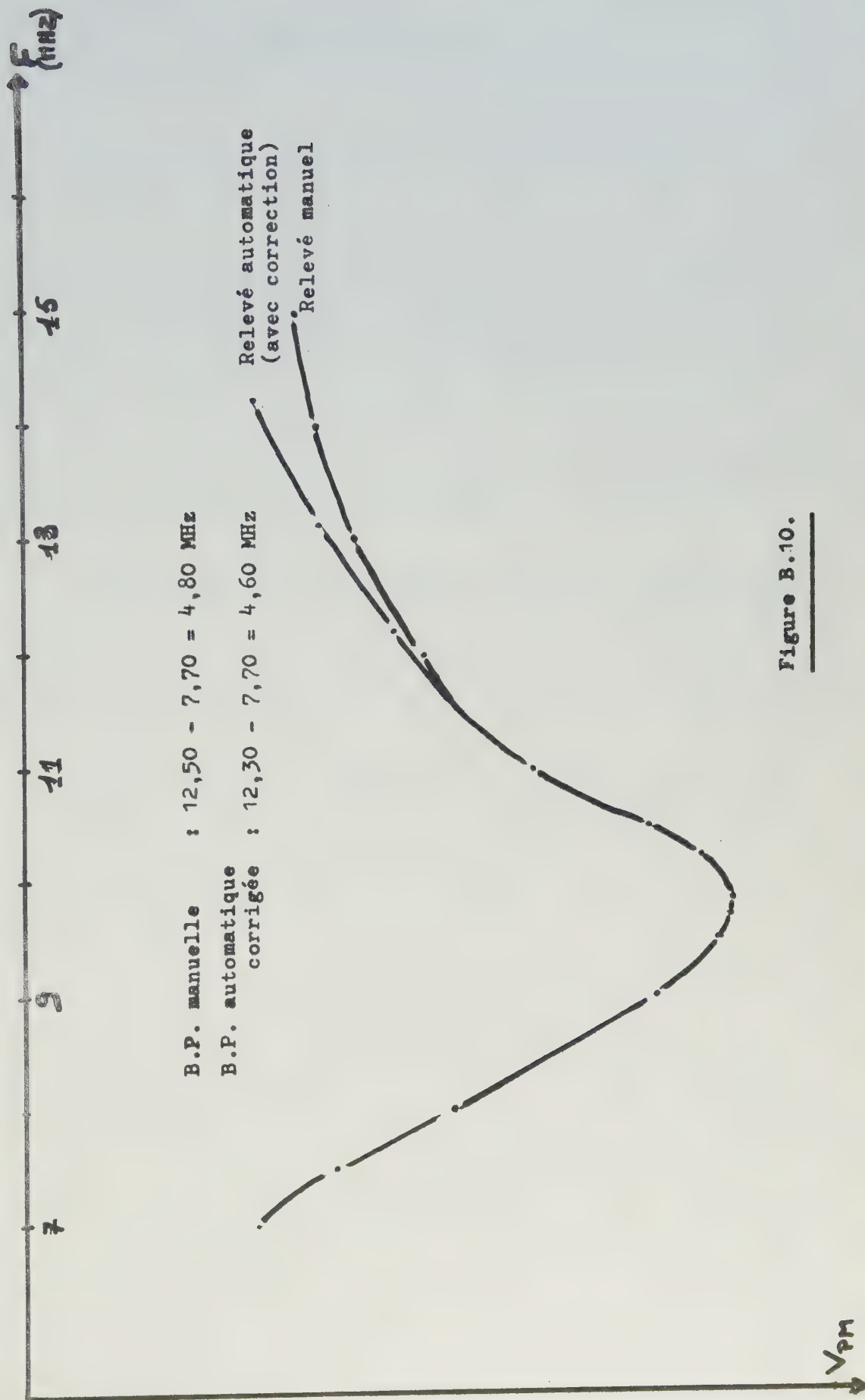


Figure B.10.

CHAPITRE II :

Vérifications expérimentales - Résultats obtenus

La difficulté majeure apparue dès nos premières tentatives est la réalisation d'un contact parfait entre le titanate et son amortisseur . En effet , il ne saurait être question (son impédance acoustique étant trop faible) de laisser une quantité d'air , aussi infime soit elle , s'intercaler entre ces deux matériaux .

Nous dirons , dans ce qui suit , à quels essais nous avons procédé de façon à obtenir un contact valable en soulignant les problèmes rencontrés et en précisant les principaux résultats obtenus .

1) Amortissement par des métaux collés sur le transducteur :

Les calculs d'amortissement à l'aide de laiton et de plomb donnant des bandes passantes intéressantes , nous avons essayé de les obtenir expérimentalement par cette méthode , la première que nous avons envisagée parce que très simple à priori .

La première technique à laquelle nous avons pensé fut de coller l'amortisseur directement sur le transducteur . Deux procédés de mise en contact ont été essayés , le premier consistant à coller le transducteur sur l'amortisseur avec une colle plastique , le second à interposer une fine couche de graisse à vide entre les deux matériaux .

Nous avons obtenu des résultats comparables et d'ailleurs peu satisfaisants , les bandes passantes avoisinant 2 Mhz .

La seconde a été mise en oeuvre à partir d'un Tibalit 12 amorti par du cuivre électrolytique d'épaisseur 200μ (cf B.II.4.2) sur lequel a été collée une masse de laiton d'épaisseur 1 cm , les différents milieux intermédiaires essayés ayant été de la graisse à vide , de la colle à l'argent et de la parafine . C'est ce dernier cas qui a donné le résultat le plus marquant . L'expérience montre que la courbe obtenue (figure B.11) est périodique , de période $T = 185 \text{ Khz} \pm 15 \text{ Khz}$, et qu'elle est modulée par la courbe de réponse de la couche mince seule .

Réponse d'un Tibalit 12 amorti par :
200 μ de cuivre + parafine + 1 cm de laiton

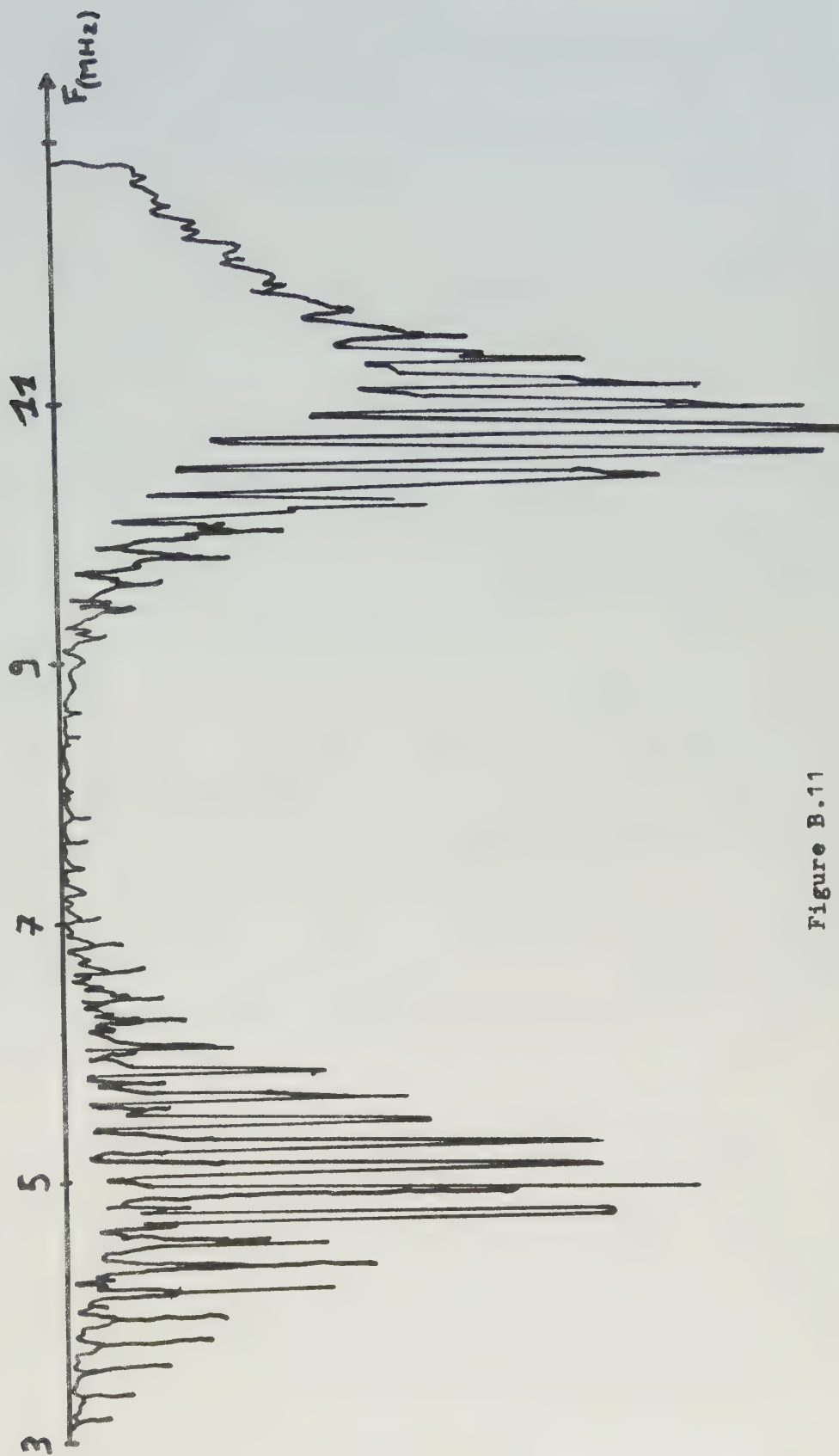


Figure B.11

Or nous savons (cf A.II.1) que lorsque l'amortisseur est une couche de faible épaisseur , il y a maximum de tension si l'onde réfléchie est en phase avec l'onde incidente , soit quand la condition :

$$d = k. \lambda / 2 = k.v / 2.f$$

est réalisée .

On en déduit la période T de ce phénomène

$$T = v / 2.d$$

En prenant :

$$v = 4430 \text{ m/s (vitesse des ultrasons dans le laiton)}$$

$$d = 1,05 \text{ cm (laiton + parafine + cuivre)}$$

on obtient :

$T = 210 \text{ Khz}$, que l'on peut considérer comme très proche de la valeur expérimentale étant donné en particulier l'imprécision avec laquelle la vitesse v est connue (au moins 10 %) .

On peut expliquer la faible influence de la masse de laiton collée en remarquant que l'impédance acoustique de la parafine (250Ω) a une valeur faible devant celles du cuivre (3337Ω) et du laiton (2860Ω) ce qui entraîne une forte atténuation de l'onde parvenant dans le laiton , d'où le peu de variation en particulier en dehors des zones de forte intensité F/V imposées par la couche de cuivre .

Il faudrait essayer un couplant d'impédance acoustique plus élevée et aussi améliorer les contacts mécaniques entre les différents matériaux . C'est pourquoi d'autres techniques plus élaborées , que nous allons décrire maintenant , ont été envisagées .

2) Amortissement par une grosse épaisseur de mercure :

Ce matériau conducteur dont l'impédance acoustique (1560Ω) est relativement intéressante et qu'il est facile d'obtenir pur , nous semblait tout indiqué pour la suite de nos expériences . Nous avons alors réalisé une tête transductrice particulière permettant l'utilisation de cet amortisseur liquide . Le nouveau dispositif est représenté à la figure B.12 .

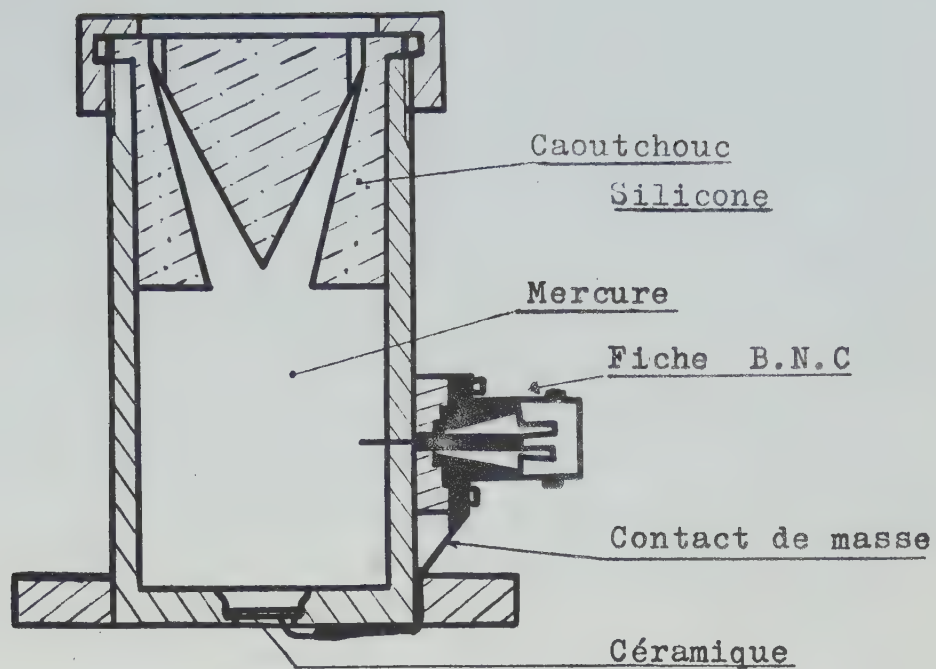
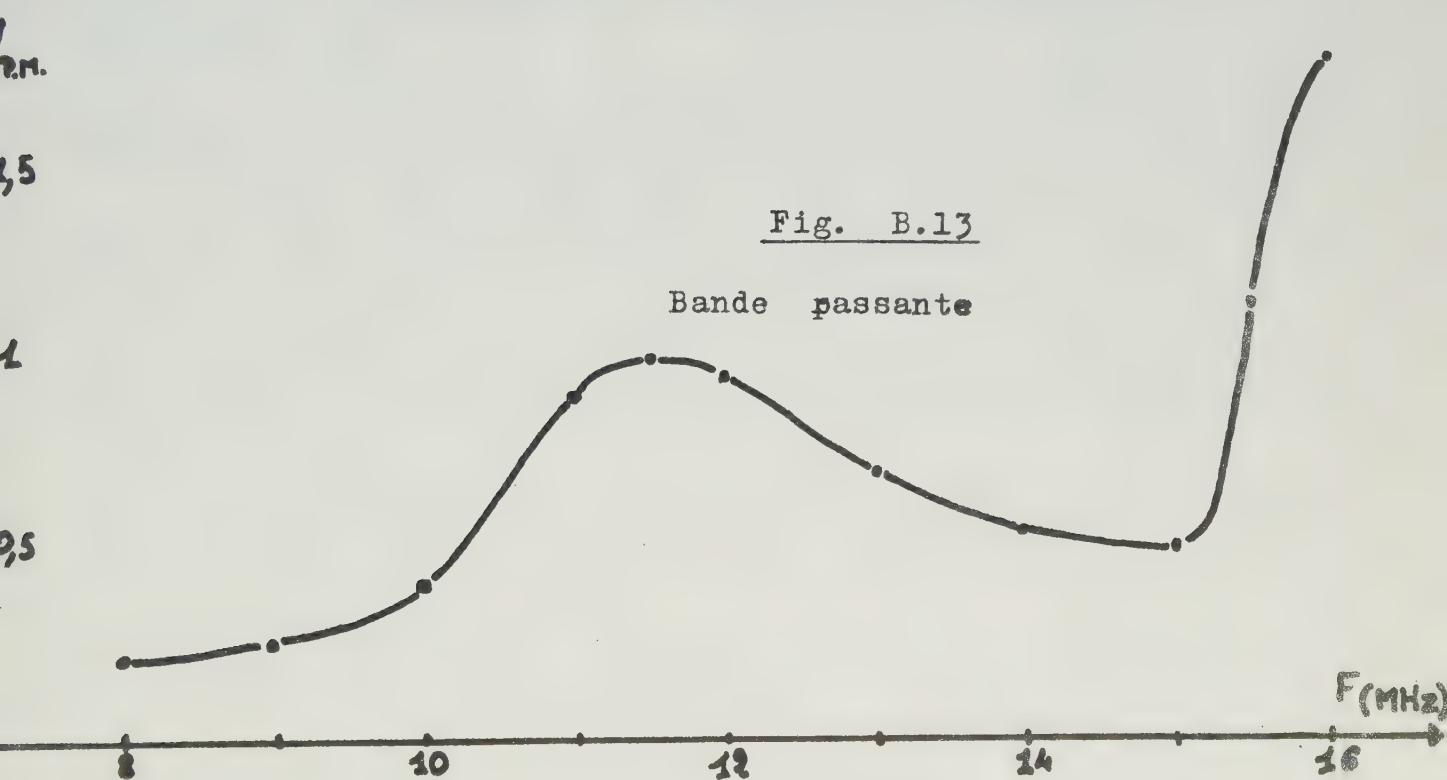


Fig B. 12

Dispositif d'amortissement au mercure



Comme le mercure ne mouille pas les parois , nous avons utilisé un réservoir dont le diamètre est supérieur à celui du titanate afin que le contact soit assuré sur toute la surface de celui-ci .

Un deuxième effort a porté sur l'absorption des ondes acoustiques dans la tête émettrice . Elle est obtenue par des réflexions multiples sur un bouchon à profil étudié réalisé entièrement en caoutchouc moulé (Rhodorsil CAF 1) . Par ailleurs , ce bouchon est placé à une distance telle que toute réflexion éventuelle ne puisse parvenir sur la céramique qu'une fois terminée l'impulsion émise . La connexion amenant la tension H.F. est située sur le côté pour éviter toute réflexion . Le bouchon absorbant est muni de quatre orifices permettant au mercure de s'échapper en cas de dilatation .

Le système a alors été rempli sous vide selon le processus suivant :

1) on verse la quantité de mercure nécessaire et l'ensemble est placé sous cloche à vide (10^{-4} Torr) pour éliminer l'air emprisonné entre la céramique et le mercure .

2) l'ensemble est remplacé à la pression atmosphérique et le bouchon absorbant est monté .

3) on remplace le tout une seconde fois sous la cloche à vide pour éliminer l'air se trouvant entre le mercure et le bouchon .

Avec ce mode de remplissage , la bande passante s'est nettement améliorée . Elle a atteint 4,5 Mhz sans tenir compte d'une résonance parasite à 16 Mhz (cf figure B.13) . Cette dernière résonance a été attribuée à une mince couche de mercure qui était venue se fixer sur la face avant , ceci étant probablement causé par la pression s'exerçant sur le titanate (environ 8 cm de mercure) .

La position de cette résonance varie d'ailleurs dans le temps par suite de l'accroissement de l'épaisseur de la couche de mercure devant la céramique .

Ce résultat est cependant assez différent de ce que prévoit la théorie (6,45 Mhz) . Aussi , pour améliorer le contact et accroître la solidité de la pastille piézoélectrique , nous avons préalablement déposé sur celle-ci une fine épaisseur de plomb électrolytique avec lequel , énorme avantage , le mercure est parfaitement mouillant .

Le résultat obtenu est montré à la figure B.14 où nous avons superposé , à la même échelle , la réponse théorique du mercure et la courbe expérimentale relevée . La bande passante est alors de 7 Mhz , soit une valeur intermédiaire entre celles , théoriques , du mercure (6,45 Mhz) et du plomb (9,10 Mhz) . Malheureusement , ceci s'accompagne d'une très faible efficacité .

En outre , quelques jours plus tard , de grosses variations sont apparues , le plomb ayant alors été totalement dissout par le mercure .

En conclusion , nous dirons que ce procédé qui nous a permis une vérification expérimentale valable , n'est pas intéressant car il n'autorise pas une réalisation durable .

N.B. : Ceci peut être considéré comme un exemple de transducteur amorti par une couche mince suivie d'un métal d'épaisseur infinie , où l'impédance acoustique du milieu intermédiaire est comprise entre celles des milieux extrêmes . Le relevé expérimental est en concordance avec un résultat théorique (chapitre A.III) selon lequel un tel amortissement tend à élargir la bande passante .

3) Amortissement par métaux ou alliages coulés ou soudés sur le transducteur :

3.1) Dépôt par coulée de métal sur le transducteur :

Le principal problème posé par ce procédé est la perte d'efficacité de la céramique lorsqu'elle est chauffée au delà de son point de Curie T_c . Nous avons tourné cette difficulté en utilisant des céramiques Pl-60 dont le point de Curie est nettement plus élevé que celui des Tibalit 12 (351 °C au lieu de 155 °C) et dont les caractéristiques essentielles sont sensiblement identiques (impédance acoustique = 2258 Ω au lieu de 2149 Ω ; capacité d'entrée C_0 = 4856 pf au lieu de 4006 pf) . Le plomb dont le point de fusion T_f = 326,9 °C est inférieur à T_c a été choisi comme amortisseur .

En vue d'assurer l'adhérence parfaite du plomb sur le transducteur, on métallise d'abord celui-ci par évaporation sous vide de plomb et on coule ensuite le plomb liquide , également sous vide , de façon à éviter toute oxydation .

Amortissement au mercure
Bande passante

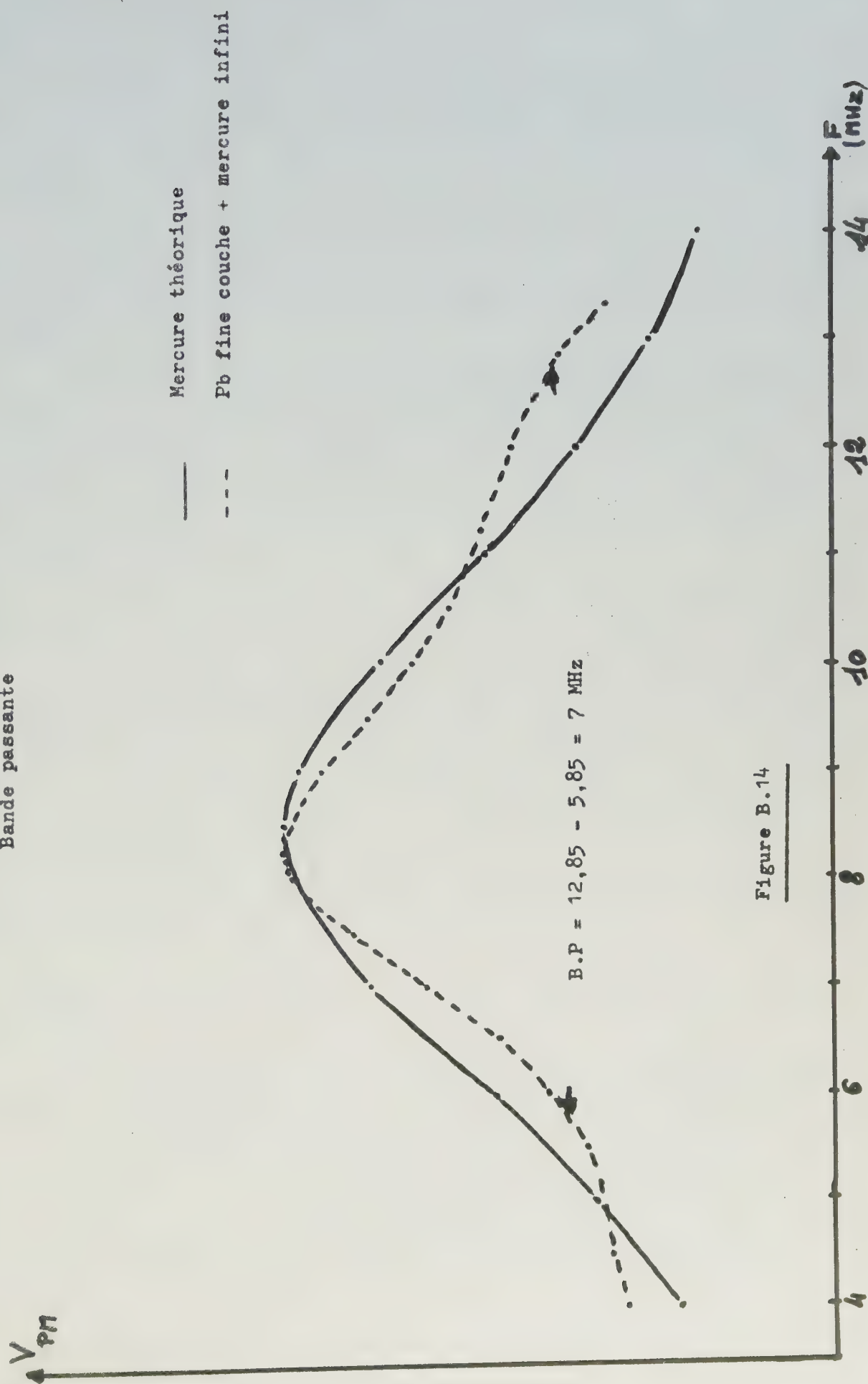


Figure B.14

L'expérience nous a montré que cette manipulation pouvait se faire sans dépolarisation totale du titanate et avec une bonne adhérence de l'amortisseur . Ce dernier a été creusé en forme de coin à sa partie supérieure pour éviter toute réflexion parasite .

La bande passante à 3 db atteint 4,90 Mhz et 9 Mhz à 4 db (figure B16) En fait ce traitement assez brutal a démétallisé partiellement la face avant . Nous l'avons remétallisée en utilisant la laque à l'argent n° 245 fabriquée par Degussa .

Il est utile aussi de faire remarquer que la tension appliquée au transducteur est ici beaucoup plus élevée que dans le cas d'amortissement au mercure (4 volts c/c) : la courbe de la figure B.16 a été tracée en appliquant une tension de 30 volts c/c , ce qui correspond à une puissance efficace de 37,5 watts puisque la résistance du transducteur est voisine de 3Ω (figure B.15) .

Cette perte d'efficacité est certainement due au traitement thermique subi par la céramique ; le constructeur préconise en effet de ne pas dépasser 180 °C , ce qui est bien inférieur au point de fusion du plomb ($T_f = 326,9$ °C).

L'expérience suivante a été faite pour trancher cette question . Sur une pastille de Pl-60 préalablement cuivrée sur une face par la méthode électrolytique décrite plus loin (cf B.II.4.2) nous avons coulé une grande épaisseur de soudure . Une fois cette soudure ôtée , sans avoir modifié la couche de cuivre , nous avons observé une courbe ayant la même forme mais l'efficacité ultrasonore était divisée par 8 .

Il faudrait donc , pour améliorer cette technique , repolariser la céramique après refroidissement de l'amortisseur .

Cette expérience a été mise en oeuvre à partir de Pl-60 habituellement utilisés .

Du plomb ($T_f = 326,9$ °C) et de la soudure de cablage ordinaire ($T_f = 230$ °C) ont été coulés sur la céramique . Celle-ci , dépolarisée , était alors incapable, surtout dans le premier cas , de produire des ultrasons .

Titanate et amortisseur ont été ensuite remplacés dans la tête transductrice (figure B.2) et l'ensemble a été attaqué par une tension continue d'abord faible et atteignant 400 volts en fin de manipulation , une résistance de protection de $2\text{ M}\Omega$ ayant été insérée dans le circuit de façon

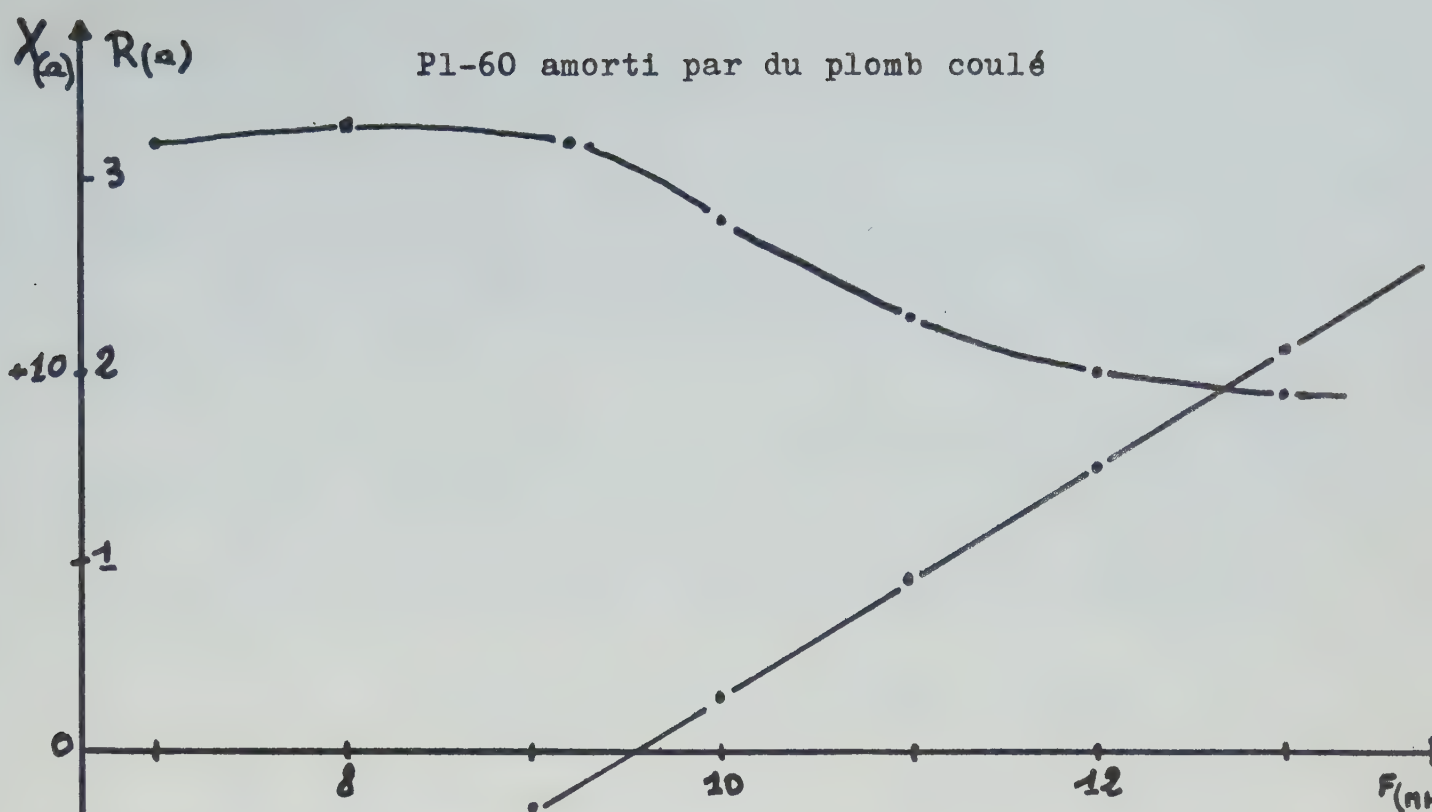


Fig. B.15 : Impédance électrique

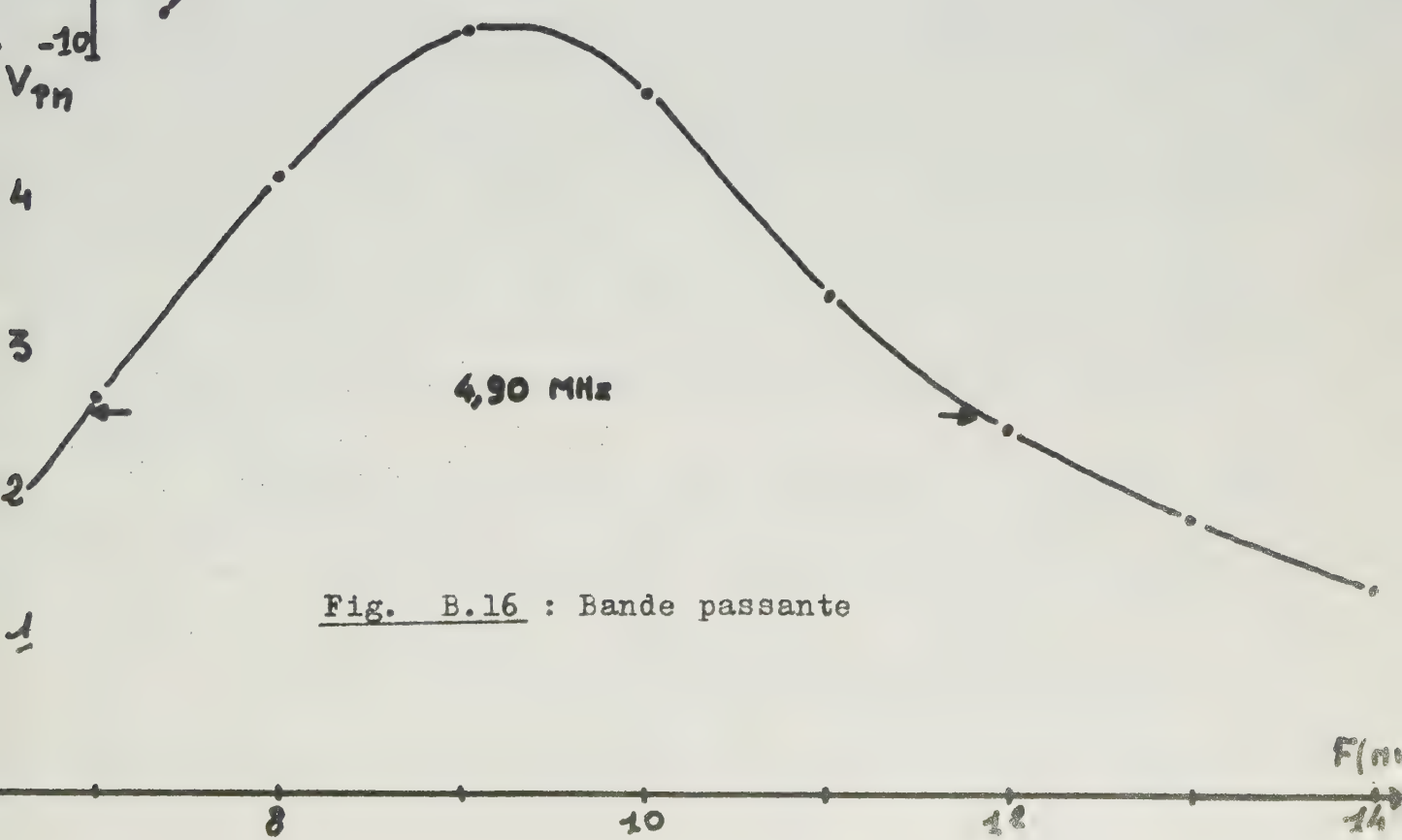


Fig. B.16 : Bande passante

à limiter le courant en cas de court circuit du transducteur .

La tension d'attaque de la céramique , nécessaire au relevé de la bande passante , est alors tout à fait classique : 4 volts c/c suffisent amplement .

Les résultats obtenus sont matérialisés par les courbes des figures B.17 et B.18 . Les bandes passantes sont encore assez étroites (plomb = 4,6 Mhz) soudure = 3 Mhz) par rapport à la valeur théorique calculée (9,10 Mhz) .

Il est à craindre cependant que l'échauffement de la céramique en modifie certaines propriétés ce qui tendrait à diminuer ses performances .

3.2) Emploi d'alliages à bas point de fusion :

C'est une des méthodes qui nous a paru permettre de tourner les difficultés inhérentes à l'emploi du plomb coulé .

L'objectif est , en gardant une impédance acoustique voisine de celle du plomb , soit de ne pas dépasser 180 °C , soit de rester proche de cette température . Quelques essais ont été tentés sur des Pl-60 , utilisant successivement :

- du plomb d'imprimerie (plomb 84 % , antimoine 12 % , étain 4 %)
 $T_f = 250\text{ °C}$.

- des alliages entectiques tels que :
 - . l'alliage d'Arcet (plomb 32 % , étain 18 % , bismuth 50 %) $T_f = 96\text{ °C}$.
 - . l'alliage de Lipowitz (plomb 27 % , étain 13 % , bismuth 50 % , cadmium 10 %) $T_f = 65\text{ °C}$.

Malheureusement , nous n'avons jamais réussi à assurer l'adhérence de ces alliages sur le titanate , que celui-ci ait été métallisé d'abord par évaporation de plomb pur ou par évaporation de la substance même que nous allions couler .

Une seule fois (avec du plomb d'imprimerie) l'adhérence a semblé bonne mais l'amortisseur s'est décollé après deux jours de travail . Des dilatations et des retraites importants au refroidissement nous paraissent nous paraissent à l'origine de ces difficultés .

En conséquence , nous n'avons pas jugé opportun de poursuivre ces essais d'autant qu'aucune prévision théorique sérieuse ne pouvait être faite, les constantes physiques essentielles (vitesse de propagation du son par exemple) n'étant pas indiquées dans les tables .

Réponse d'un P1 60 repolarisé
après coulée de plomb

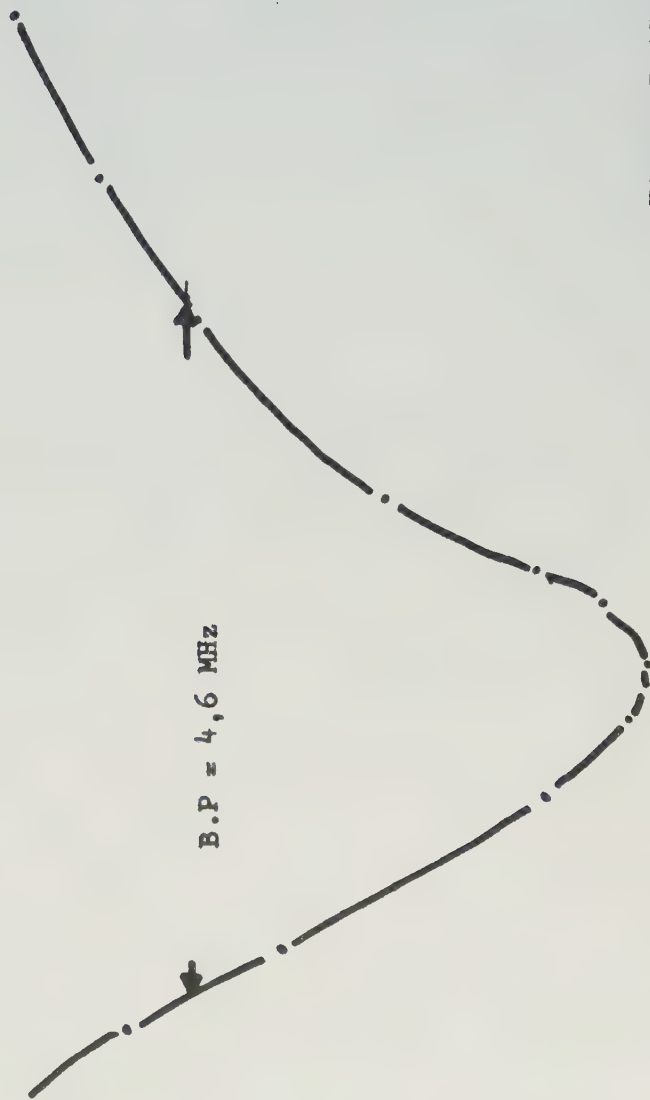


Figure B.17

Réponse d'un P1 60 repolarisé
après coulée de soudure de cablage

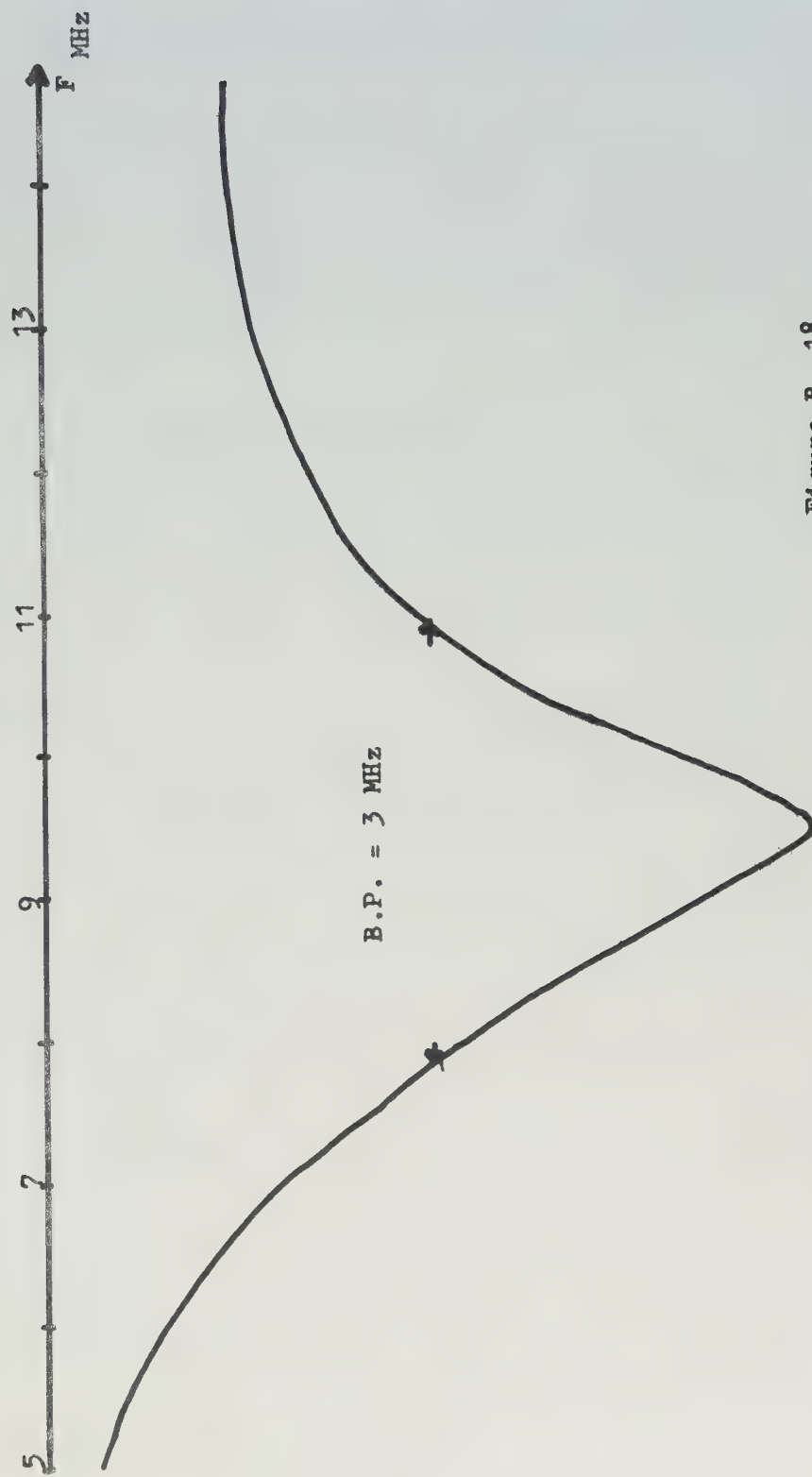


Figure B. 18

Une autre possibilité subsiste : réaliser le dépôt de métal par électrolyse . C'est ce à quoi nous allons nous attacher maintenant .

4) Amortissement par dépôt électrolytique de métal :

L'intérêt de cette méthode est évident : elle permet de déposer une couche de métal tout en évitant d'échauffer la céramique et par conséquent de la dépolariser .

Dans ce qui suit , nous décrirons dans un premier temps l'appareillage nécessaire à la mise en oeuvre de cette technique , puis nous donnerons les principaux résultats obtenus .

4.1) Dispositif expérimental :

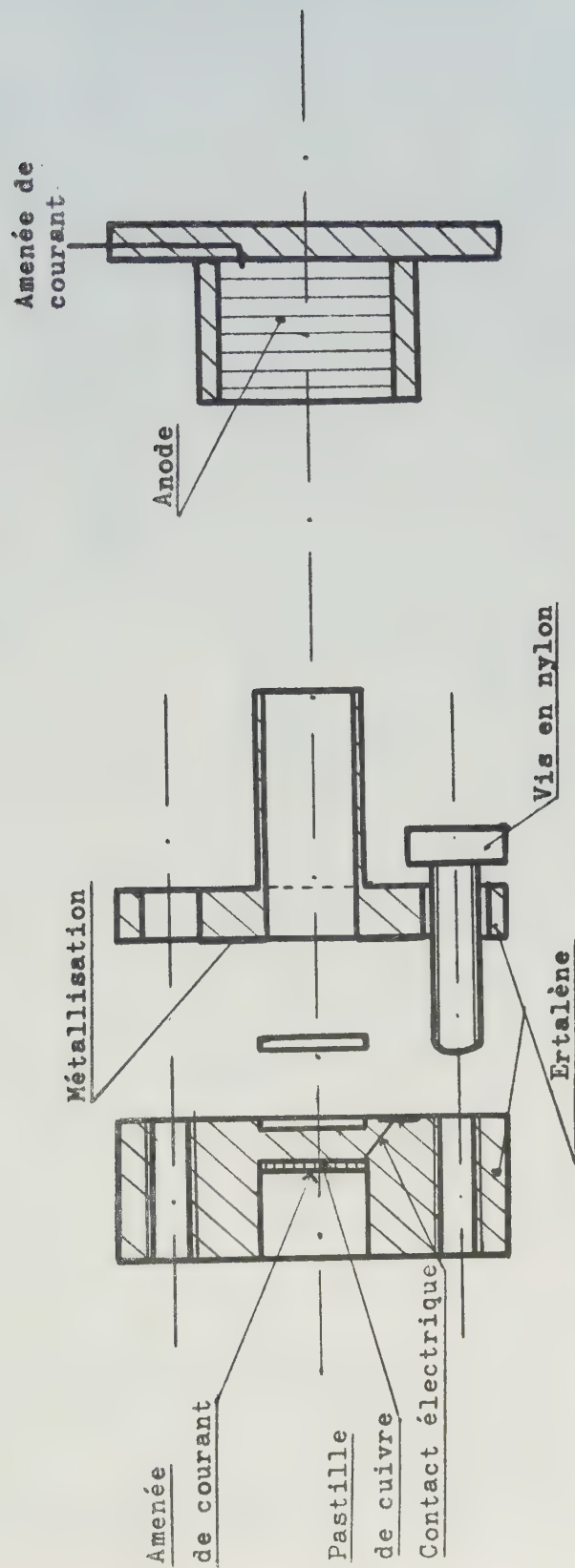
Une étude bibliographique (24) nous a montré l'influence des divers facteurs (nature de l'électrolyte ; densité du courant ; température ; agitation) sur la qualité du dépôt électrolytique obtenu . Nous avons donc dû mettre au point un matériel permettant le contrôle de ces facteurs afin d'obtenir un dépôt brillant et lisse .

La céramique est tout d'abord montée dans une cellule réalisée selon le schéma de la figure B.19 . L'ensemble est placé , ainsi que l'anode , dans une cuve remplie d'électrolyte . L'agitation est obtenue d'une part au moyen d'un moteur PROLABO permettant de faire tourner la cellule à une vitesse de 500 tours/mn , et , d'autre part , par l'intermédiaire d'une pompe WAB PROLABO réalisant une circulation de l'électrolyte surtout au voisinage du titanate . Un autre moteur commande un relais qui inverse le sens du courant pendant un temps relativement court (environ 1/5 de la période du phénomène).

A l'aide d'une alimentation stabilisée FERISOL CF 400 , nous réglons la densité du courant .

La photographie 3 ci-jointe donne une idée plus précise de l'ensemble de ce dispositif .

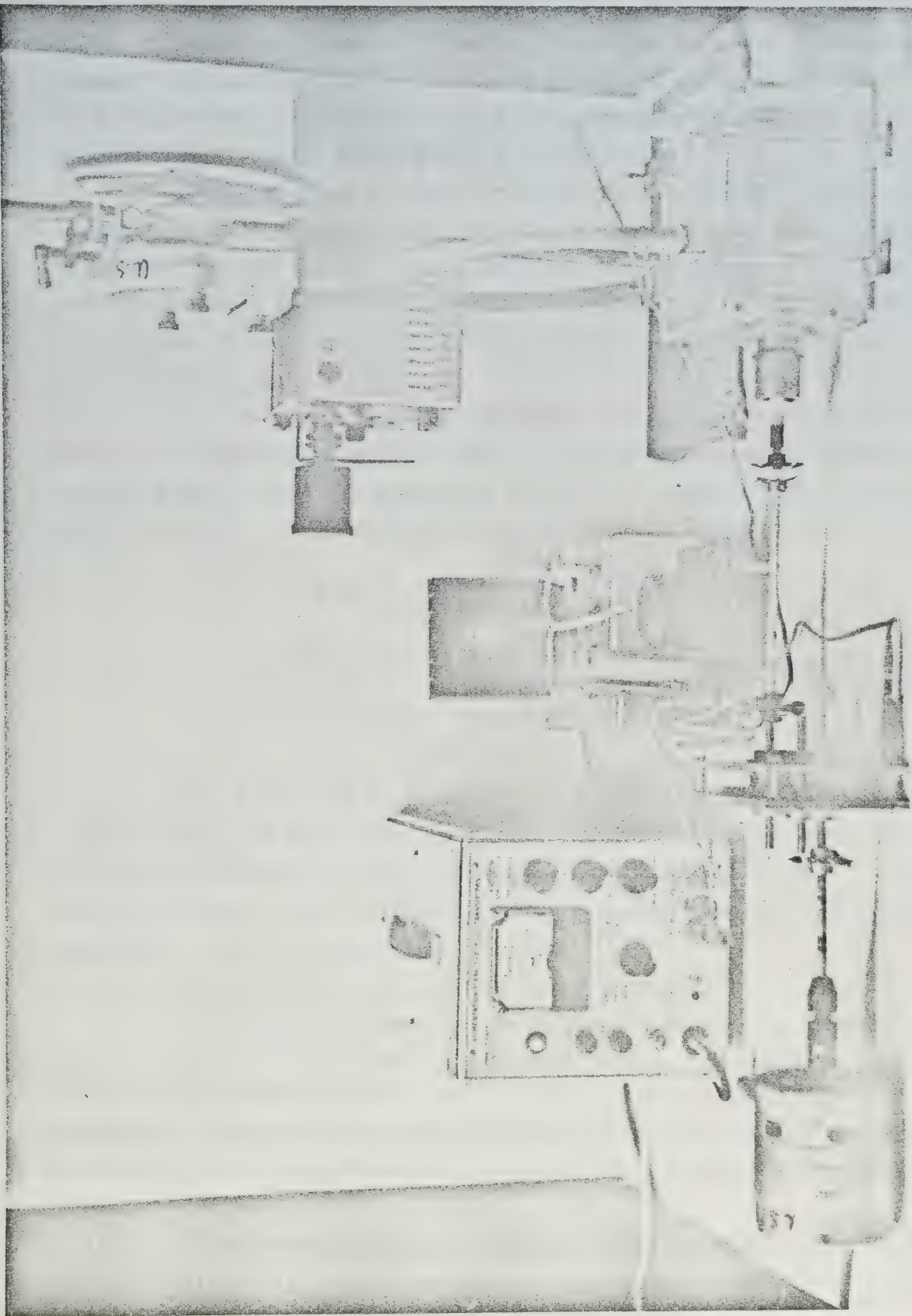
Nous avons tout d'abord travaillé avec du cuivre dont l'électrolyse est plus facile à faire , et ensuite avec du plomb . Les conditions de travail sont celles indiquées dans " Les Techniques de l'ingénieur " , à savoir :



Cellule à électrolyse

Figure B.19

PHOTO 3 : DISPOSITIF D'ELECTROLYSE



pour le cuivre , l'électrolyte est un bain , à température ambiante, composé de fluoborate de sodium (400 g/l) , d'acide fluoborique (27,2 g/l) et de fluoborate de sodium (13,6 g/l) . Un courant d'intensité 240 mA conduit à une vitesse de dépôt de 3μ par minute .

l'électrolyse du plomb est basée sur le procédé Betts . La solution comprend 90 g de plomb par litre et 150 g d'acide total dont 100g d'acide hydrofluosilicique libre . On y ajoute un peu de gélatine (0,1 g/l) pour obtenir un dépôt dense et adhérent . La température préconisée est l'ambiante . Une vitesse de 1μ par minute est obtenue pour un courant électrolytique d'intensité 42 mA .

Il nous faut cependant signaler les multiples difficultés rencontrées difficultés dues au caractère inédit de notre manipulation (dépôt sur une surface étroite avec une épaisseur grande) et aussi , dans le cas particulier du plomb , à la plus grande complexité de l'électrolyte .

4.2) Principaux résultats :

4.2.1) Amortissement par une couche de faible épaisseur :

Les figures B.20 et B.21 nous donnent les courbes obtenues lorsque l'amortisseur est une couche de faible épaisseur (cuivre 200μ et 373μ) ainsi que les résultats théoriques (en fait $(F/V)^2 = f(f)$) pour ces mêmes épaisseurs , une correction étant apportée pour que les maximums principaux aient même amplitude .

Nous en déduisons les remarques suivantes :

- on peut dire avec une bonne précision qu'il y a concordance entre les courbes théoriques et expérimentales : les maximums sont obtenus pour des fréquences très voisines et les rapports d'amplitude sont quasi-conservés (la différence observée provient de la tension d'attaque imparfaitement constante étant donné les brusques variations de l'impédance du titanate : cf B.14) .

- on remarque cependant qu'autour des maximums , les courbes expérimentales sont moins étroites que les courbes théoriques . Ceci pourrait

Réponse d'un Tibalit 12 amorti par 200 μ de cuivre

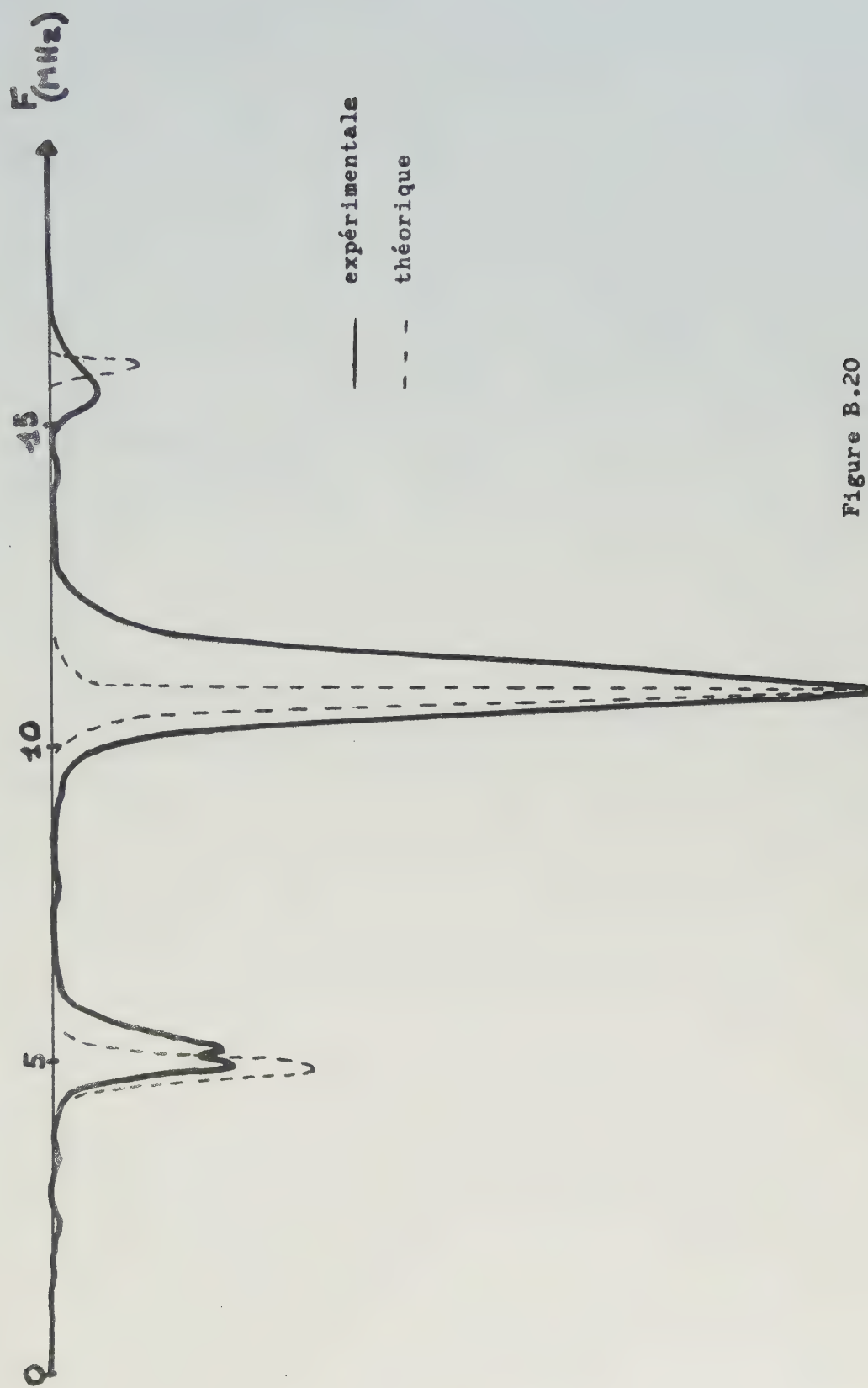
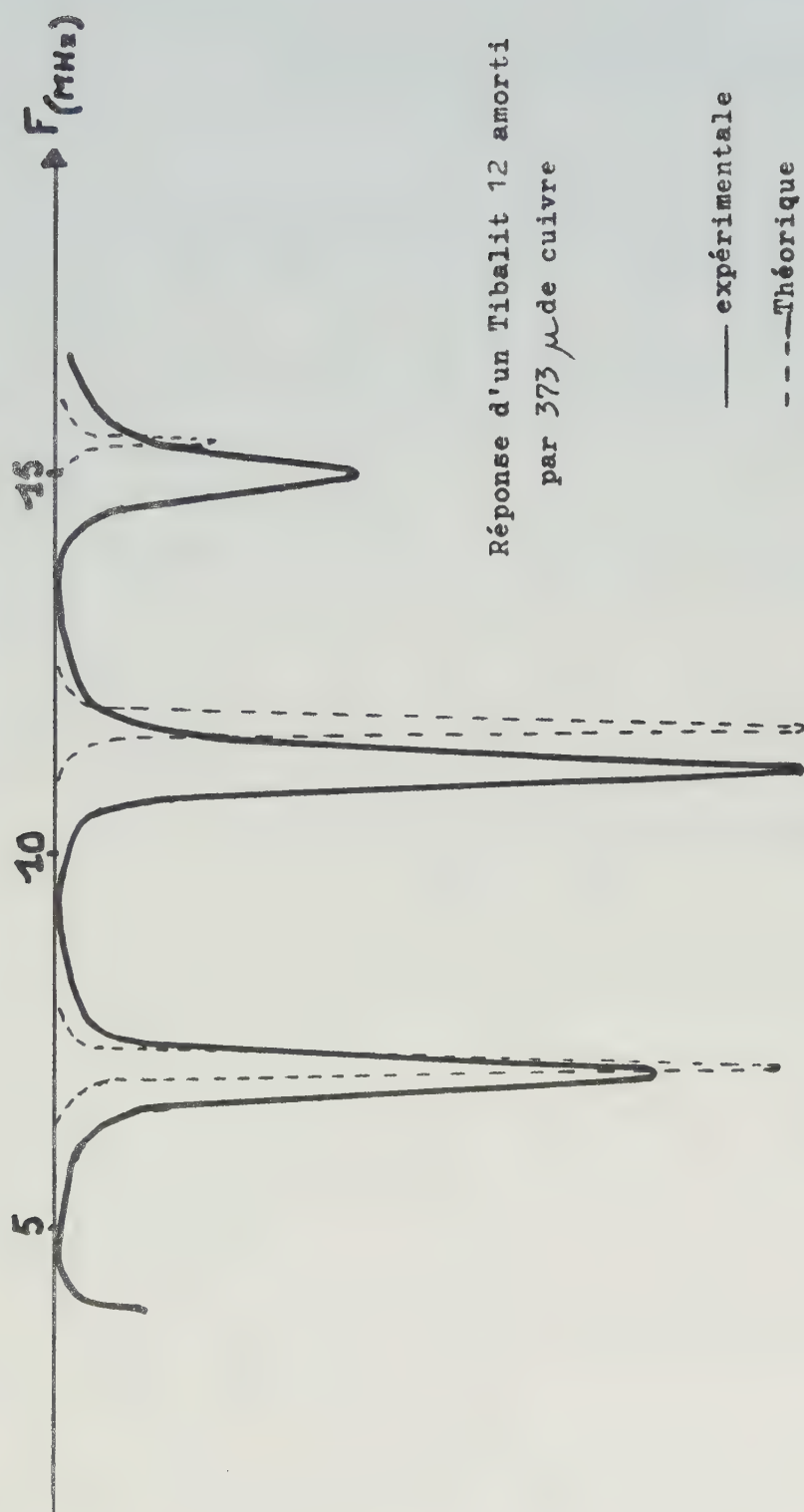


Figure B.20



Réponse d'un Tibalit 12 amorti
par 373 μ de cuivre

— expérimentale

-- Théorique

Figure B.21

être dû à l'amortissement des ondes dans le cuivre , qui a été négligé lors du calcul théorique .

4.2.2) Amortissement par deux couches successives de faible épaisseur :

Afin de vérifier nos résultats théoriques , il nous a paru intéressant d'effectuer cette étude , bien qu'elle ne présente , à priori , aucun intérêt pratique .

Pour ce faire , nous avons relevé (figure B.22) les réponses d'un Tibalit 12 amorti par 765μ de cuivre (courbe 1) puis par 765μ de cuivre suivi de 273μ de plomb (courbe 2) , la tension d'attaque étant la même dans les deux cas .

On constate effectivement une augmentation du nombre des maximums ainsi qu'une tendance à égaliser leurs amplitudes et augmenter celles des minimums (influence de l'amortissement) .

Malheureusement , ceci s'accompagne d'une forte perte d'efficacité préjudiciable à l'intérêt de cette méthode .

4.2.3) Amortissement par une couche taillée en forme de coin :

Bien que la théorie d'un tel dispositif ne soit pas facile (A.II.4) une réalisation expérimentale a été tentée .

Un dépôt de cuivre électrolytique de 400μ a été réalisé puis nous l'avons usiné pour obtenir différents angles de coin . Le meilleur résultat a été obtenu pour le profil suivant : $125\mu - 400\mu$, la courbe de réponse étant alors assez régulière et présentant une bande passante de 6,75 Mhz (figure B.22 bis) à 3 db .

Par ailleurs , les déterminations de l'épaisseur et de l'angle de coin ayant été très empiriques , il est fort possible que nous n'ayons pas atteint les valeurs optimales .

Or nous avons , au paragraphe A.II.4 , émis quelques réserves sur les conséquences que l'emploi d'un tel amortissement pouvait avoir tant sur

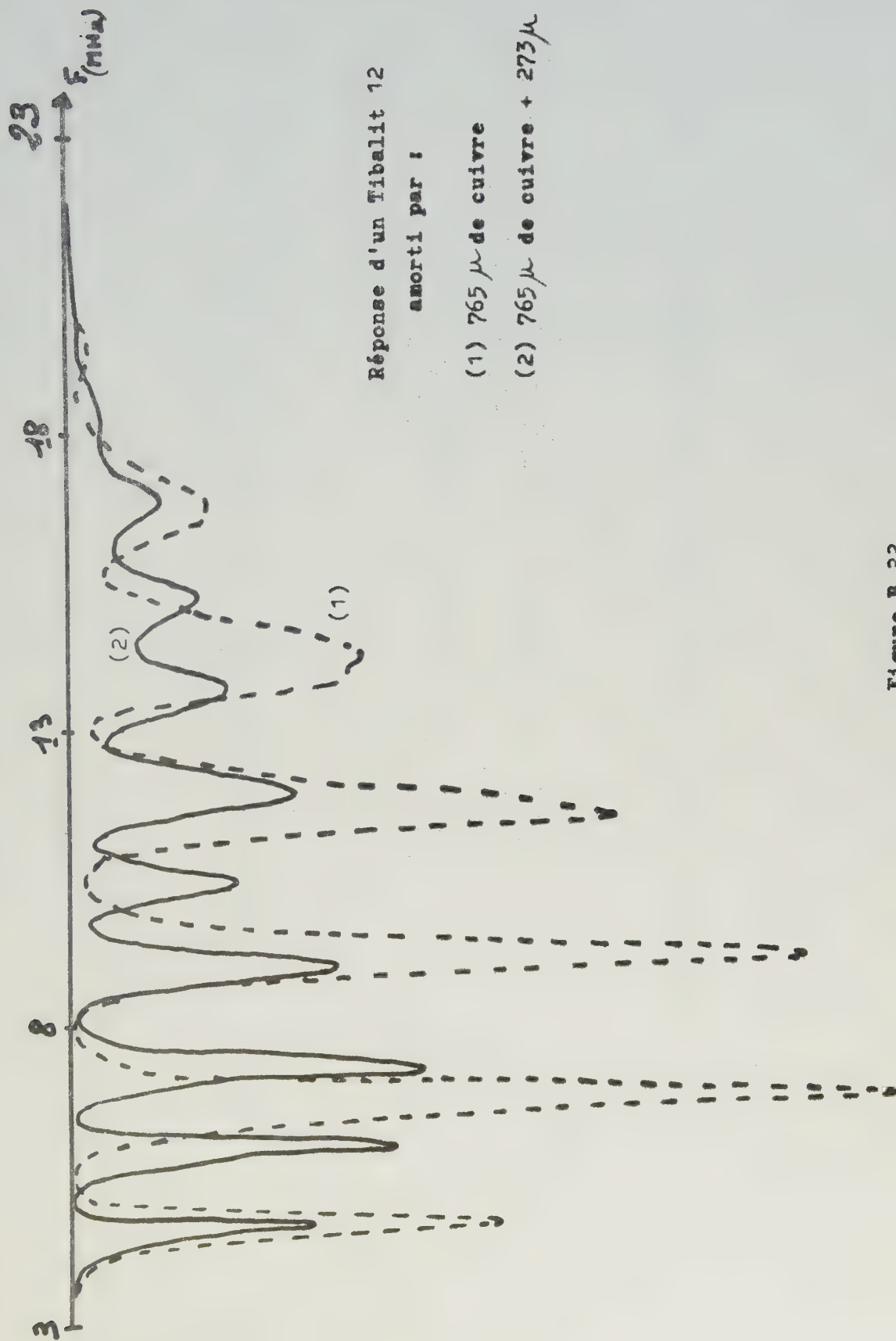
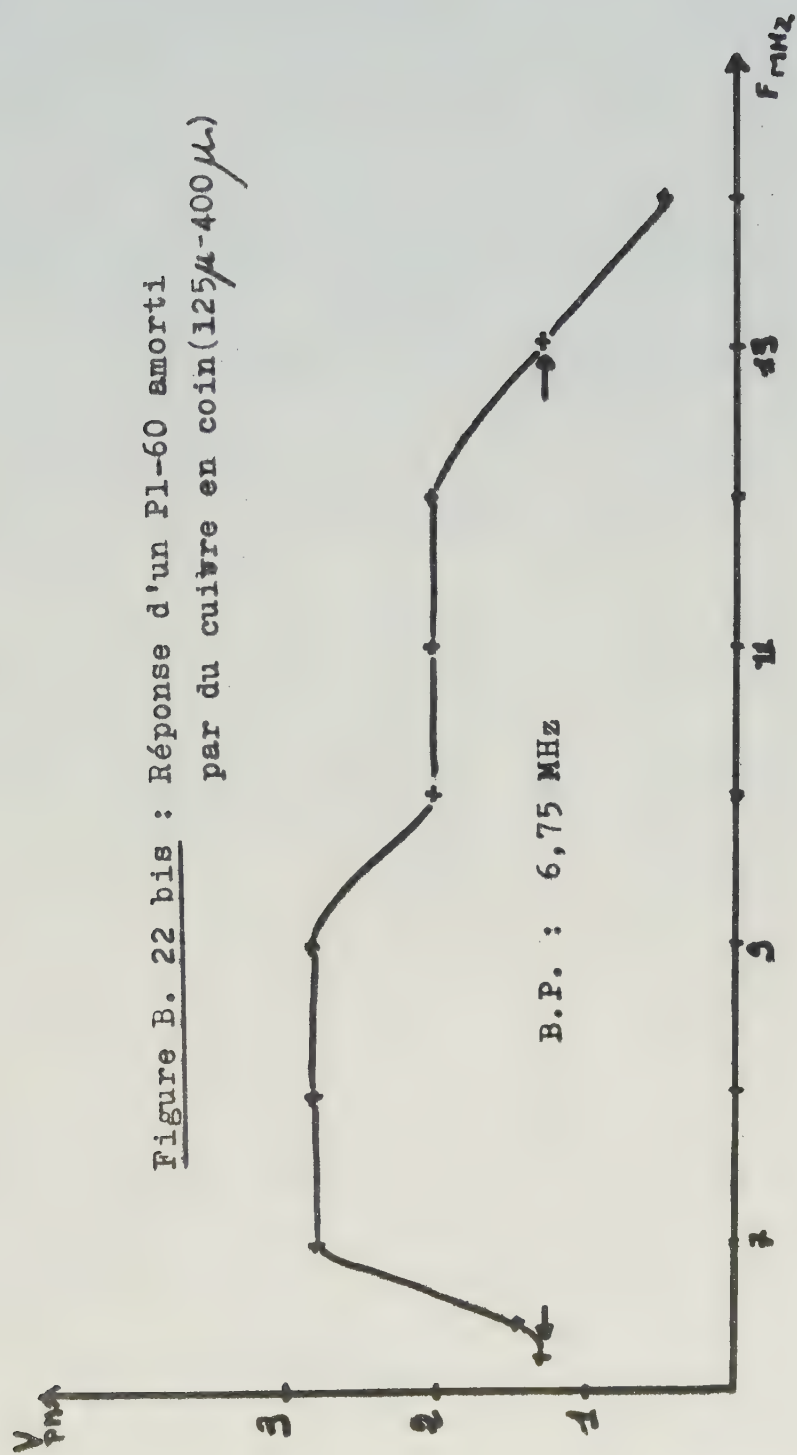


Figure B 22



l'orientation que sur la planéité de l'onde ultrasonore émise .

Afin de visualiser le champ ultrasonore , nous avons utilisé la méthode classique de Schlieren (25) c'est à dire photographié un plan méridien du faisceau ultrasonore en utilisant uniquement le faisceau lumineux diffracté d'ordre 1 . Cette expérience a été réalisée dans le cas d'un transducteur Pl-60 amorti par une couche de cuivre d'épaisseur comprise entre 470μ et 700μ . Les planches 16 et 17 nous montrent l'évolution de l'émissivité et de la forme du champ ultrasonore en fonction de la fréquence , la tension d'excitation de la céramique étant maintenue à 7,4 volts .

Nous pouvons en tirer les conclusions suivantes à propos de :

- la planéité de l'onde : les photos 5 , 8 , et 10 sont particulièrement évocatrices à ce sujet . On y voit un ensemble de raies sombres ou brillantes prouvant bien que pour certaines zones du titanate l'émissivité est nulle , alors qu'elle est maximale pour d'autres . L'onde n'est donc manifestement pas plane .

- la nature de l'onde : de plus ces raies ne sont ni horizontales , ni parallèles . On n'a donc pas une onde ultrasonore perpendiculaire à la face taillée de l'amortisseur , mais un ensemble d'ondes plus ou moins inclinées par rapport à cette face . Ceci confirme notre idée première , et montre que la courbe de réponse F/V mesurée est bien une réponse globale tout à fait utilisable pour l'application que nous projettons (ligne à retard) mais difficile à relier à la théorie de l'amortissement du transducteur .

Il faut aussi remarquer qu'il est possible , à partir de ces photos, de retrouver la courbe de réponse de cette céramique par ailleurs donnée à la figure B.23 .

On constate en effet sur les photographies , par la variation d'intensité diffractée , qu'il y a maximum à 2,83 Mhz , une amplitude égale à 4,43 Mhz , un maximum à 5,03 Mhz avec une décroissance à 6,12 Mhz . On observe ensuite une nouvelle augmentation à 7,07 Mhz suivie d'un maximum à 8,28 Mhz et d'un creux à 9,72 Mhz . On notera encore la légère progression de la brillance et du nombre de raies pour 7,07 Mhz , 10,12 Mhz et 12,64 Mhz qui correspond bien à une augmentation de F/V pour ces mêmes fréquences , ainsi que la valeur très faible à 16,9 Mhz .

Forme et émissivité du champ ultrasonore en fonction
de la fréquence (méthode de Schlieren)

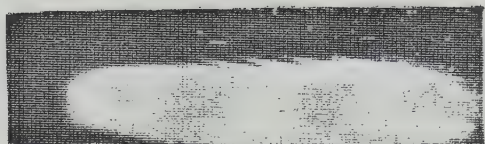


Photo 1 : 2,83 Mhz

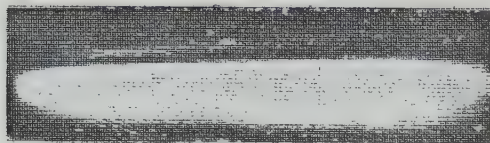


Photo 2 : 4,43 Mhz

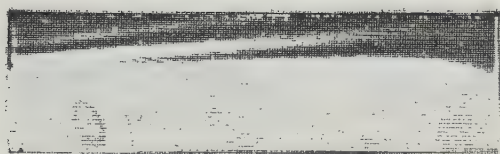


Photo 3 : 5,04 Mhz

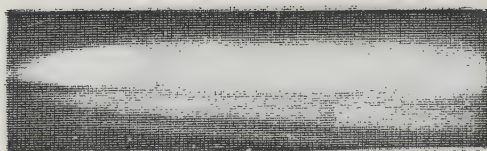


Photo 4 : 6,12 Mhz

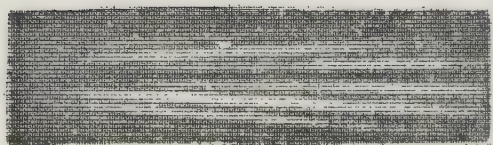


Photo 5 : 6,72 Mhz

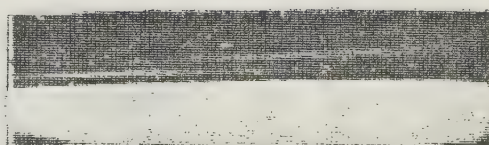


Photo 6 : 7,07 Mhz

Forme et émissivité du champ ultrasonore en fonction
de la fréquence (méthode de Schlieren)



Photo 7 : 8,28 Mhz

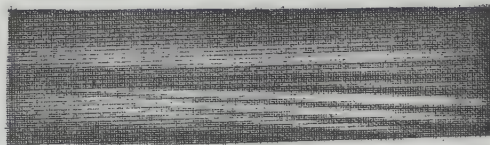


Photo 8 : 9,72 Mhz

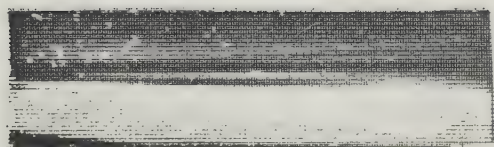


Photo 9 : 10,12 Mhz

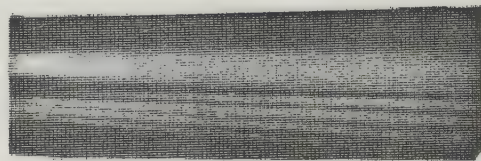


Photo 10 : 12,64 Mhz

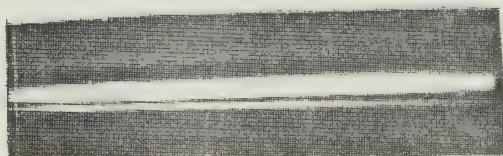


Photo 11 : 16,90 Mhz

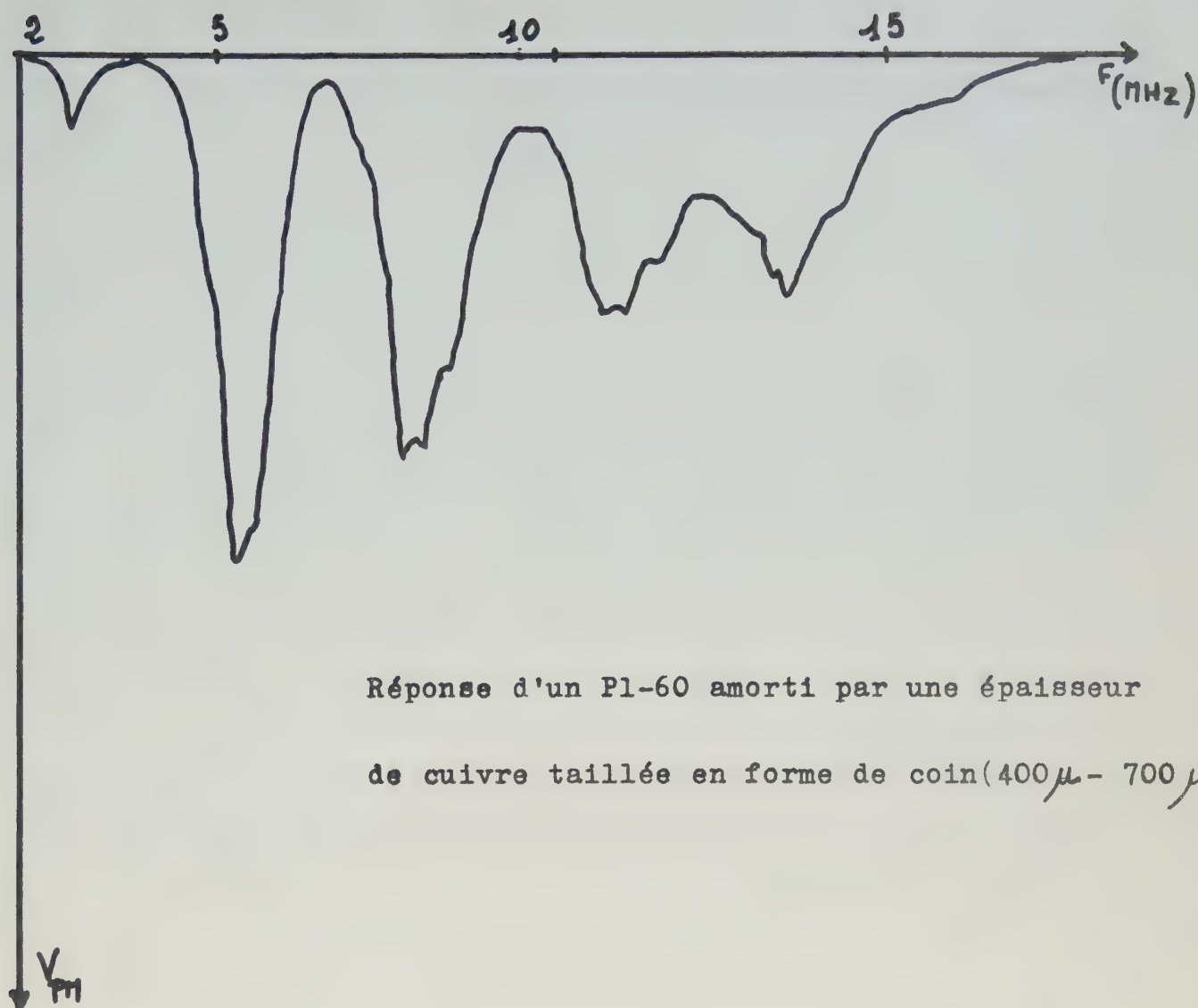


Figure B 23

4.2.4) Amortissement par une couche d'épaisseur infinie :

Une épaisseur de plomb voisine de 1 cm (donc relativement grande devant la longueur d'onde des ultrasons) a été déposée sur une céramique Pl-60 . Le résultat obtenu est donné figure B.24 .

La forme dentelée de la courbe est due à l'épaisseur trop faible du dépôt qui doit être aussi cause de la relative étroitesse de la bande passante (environ 3,5 Mhz) , nettement inférieure à la prévision théorique .

De meilleurs résultats auraient probablement été obtenus si l'épaisseur avait été plus grande . Or , comme le temps nécessaire à cette réalisation est très long (étant donné la vitesse de dépôt : $1 \mu / \text{mn}$ et les difficultés rencontrées) nous n'avons pas jugé utile de poursuivre plus en avant cet essai .

En conclusion , nous pouvons dire que tout en conservant l'électrolyse pour les dépôts de faible épaisseur , il semble qu'il faille se tourner vers d'autres méthodes (repolarisation en particulier) lorsqu'il sera nécessaire d'amortir le titanate par un métal massif placé à l'arrière .

5) Adaptation au milieu de propagation :

Nous avons vu (A.IV) qu'il est possible , en introduisant un matériau d'épaisseur d faible entre le milieu de propagation et le titanate d'augmenter l'efficacité et la bande passante de celui-ci .

Un essai , dont le seul but est de vérifier cette théorie , a été tenté avec du vernis qui présentait l'avantage d'être utilisable à brève échéance mais pour lequel nous ignorons l'impédance acoustique (qui doit être voisine de 175Ω) et la vitesse de propagation des ultrasons .

La figure B.25 où nous avons regroupé les réponses d'un Pl-60 amorti par de la soudure de cablage , avec et sans adaptation nous montre :

- une augmentation très nette de la bande passante qui passe de 3 Mhz à 4 Mhz .
- une efficacité multipliée par 1,5 à 9,5 Mhz et 3,5 à 16 Mhz .

Réponse d'un P1-60 amorti par
1 cm de Plomb électrolytique

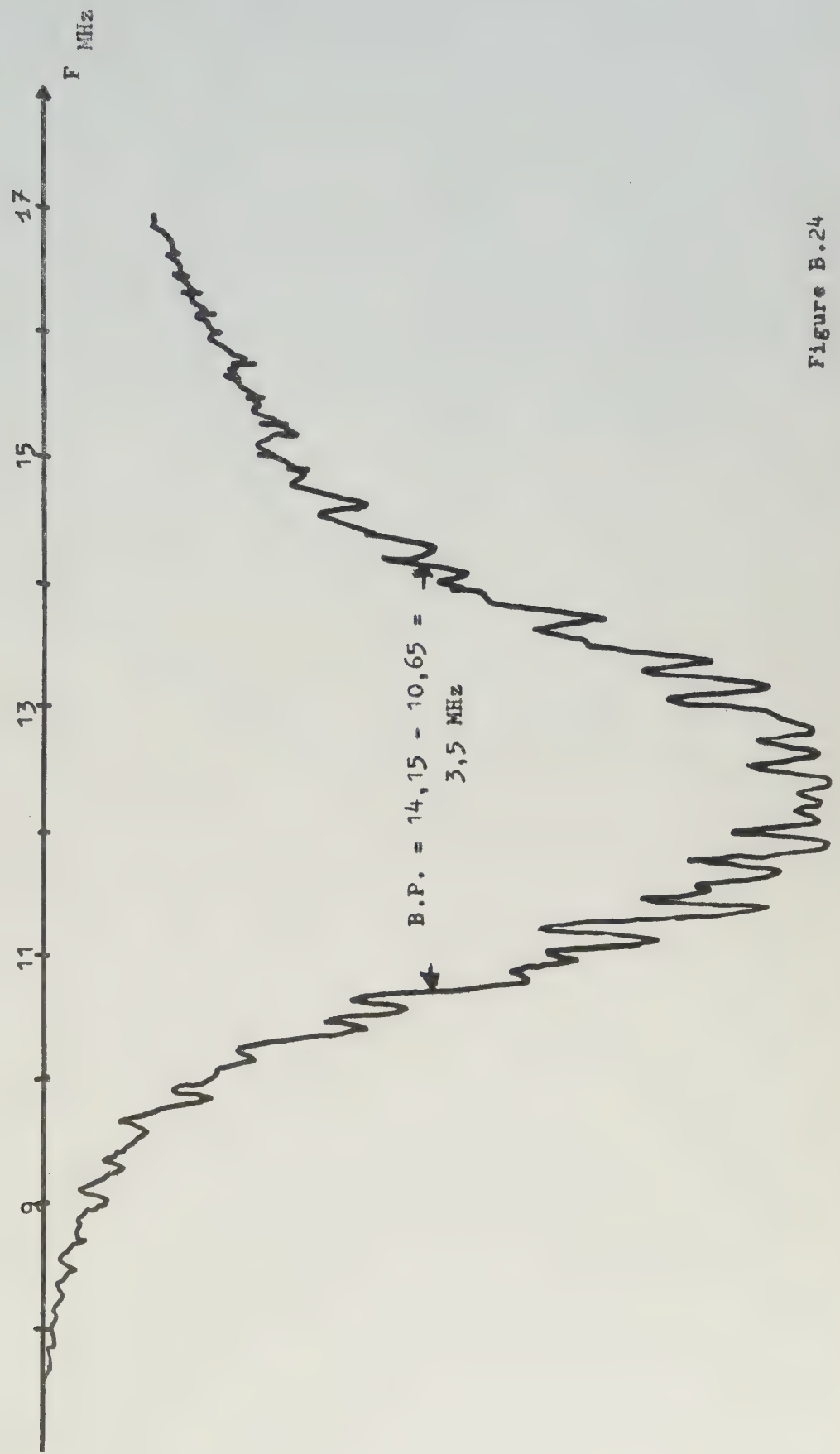
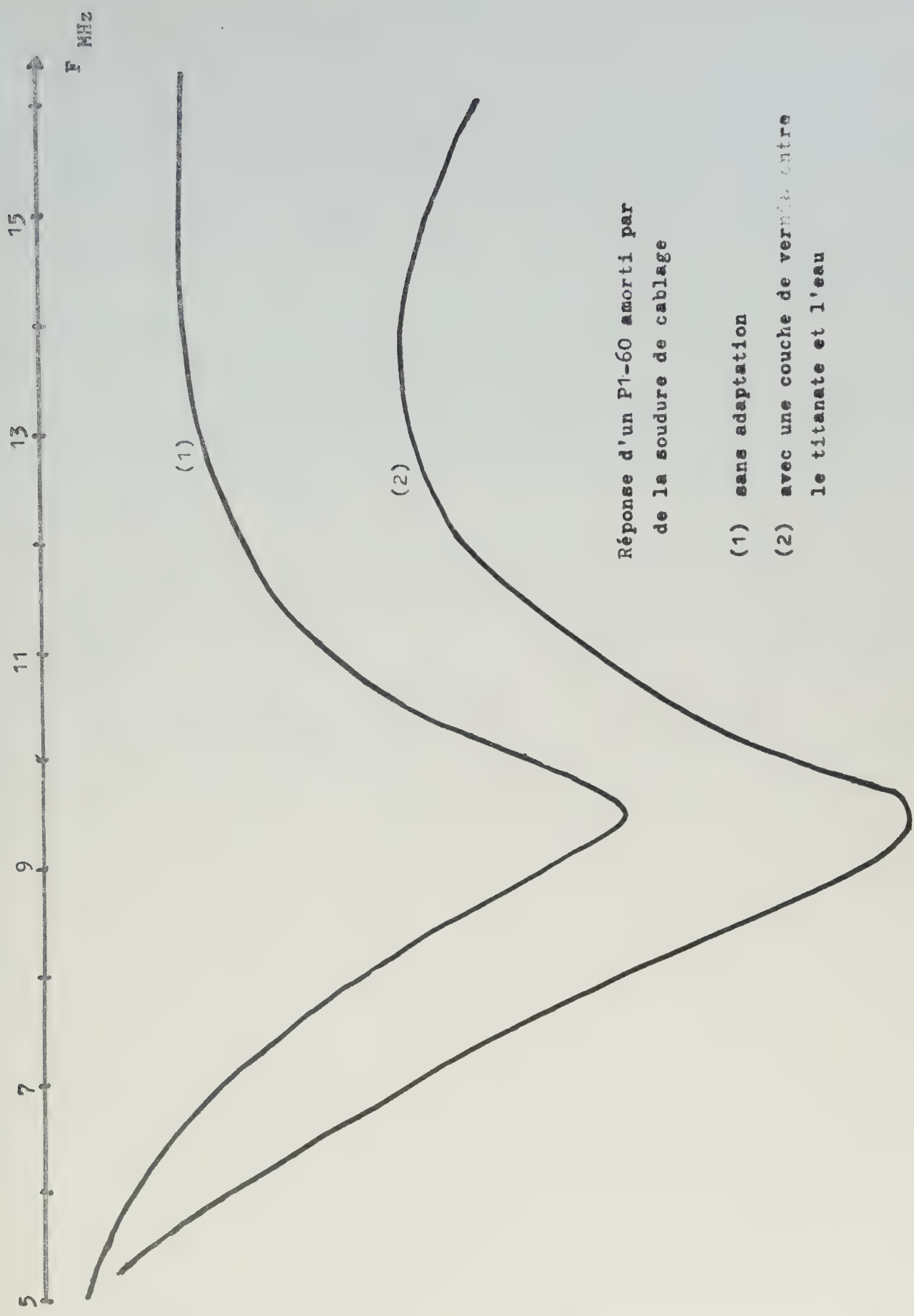


Figure B.24



Réponse d'un P1-60 amorti par
de la soudure de cablage

- (1) sans adaptation
- (2) avec une couche de vernis entre
le titane et l'eau

Figure B.25

Malheureusement aucune autre amélioration n'a été possible ,
l'impédance du vernis , trop faible , ne permettant de multiplier l'efficacité
que par un coefficient trop faible ($(Z^2/Z_E^2)^2 = 3,75$ si $Z = 162 \Omega$).

Il semble cependant au vu de tout ceci , que nos espoirs relatifs
à l'augmentation de la bande passante et de l'efficacité sont bien fondés .

De meilleurs résultats devraient être obtenus avec d'autres matériaux
dont le choix , outre l'impédance acoustique , est motivé par :

- la non absorption des ultrasons
- la connaissance de la vitesse des ultrasons dans ces matériaux
qui permet de déterminer l'épaisseur d adéquate .
- la possibilité du dépôt et de la mesure de l'épaisseur d très
faible en général (20μ) .

En conclusion , nous pouvons dire que , dans la mesure où l'on
veut aboutir à une tête transductrice de haute performance , il faut se
pencher sur cette méthode susceptible d'améliorer énormément une réalisation
existante .

PARTIE C

APPLICATION AU TRAITEMENT OPTIQUE DE L'INFORMATION

Nous avons vu , en introduction , l'intérêt de l'exploitation de signaux radars à grand produit B.T par filtrage adapté , une solution particulière consistant à calculer la fonction de corrélation des signaux reçus et d'une référence fixe . L'optique cohérente associée à la cuve liquide ultrasonnée comme transducteur électro-optique permet de réaliser simplement , et en temps réel , le calcul de cette fonction .

Nous rappellerons tout d'abord , dans ce qui suit , le principe de fonctionnement d'un tel système et nous justifierons ensuite le choix du milieu constitutif de la ligne à retard . Enfin , après une description sommaire du dispositif expérimental , nous donnerons les principaux résultats obtenus .

1) Principe de fonctionnement :

Généralement le processus de corrélation est le suivant : $s_1(t)$ étant le signal écho à traiter et $s_2(t)$ une réplique du signal émis , il faut effectuer l'opération mathématique :

$$\int_0^T s_2(t) \cdot s_1(t - \theta) \cdot dt$$

pour différentes valeurs du paramètre θ .

Avec un corrélateur à ultrasons tel que celui schématisé sur la planche 18 , cette opération est réalisée comme suit :

Un matériau piézoélectrique transforme le signal électrique $s_1(t)$ en une onde acoustique se propageant dans le liquide à la vitesse V (longueur d'onde λ) . A un instant donné t , ce signal sur porteuse provoque en un point de la cuve d'abscisse x_1 une modulation de la forme :

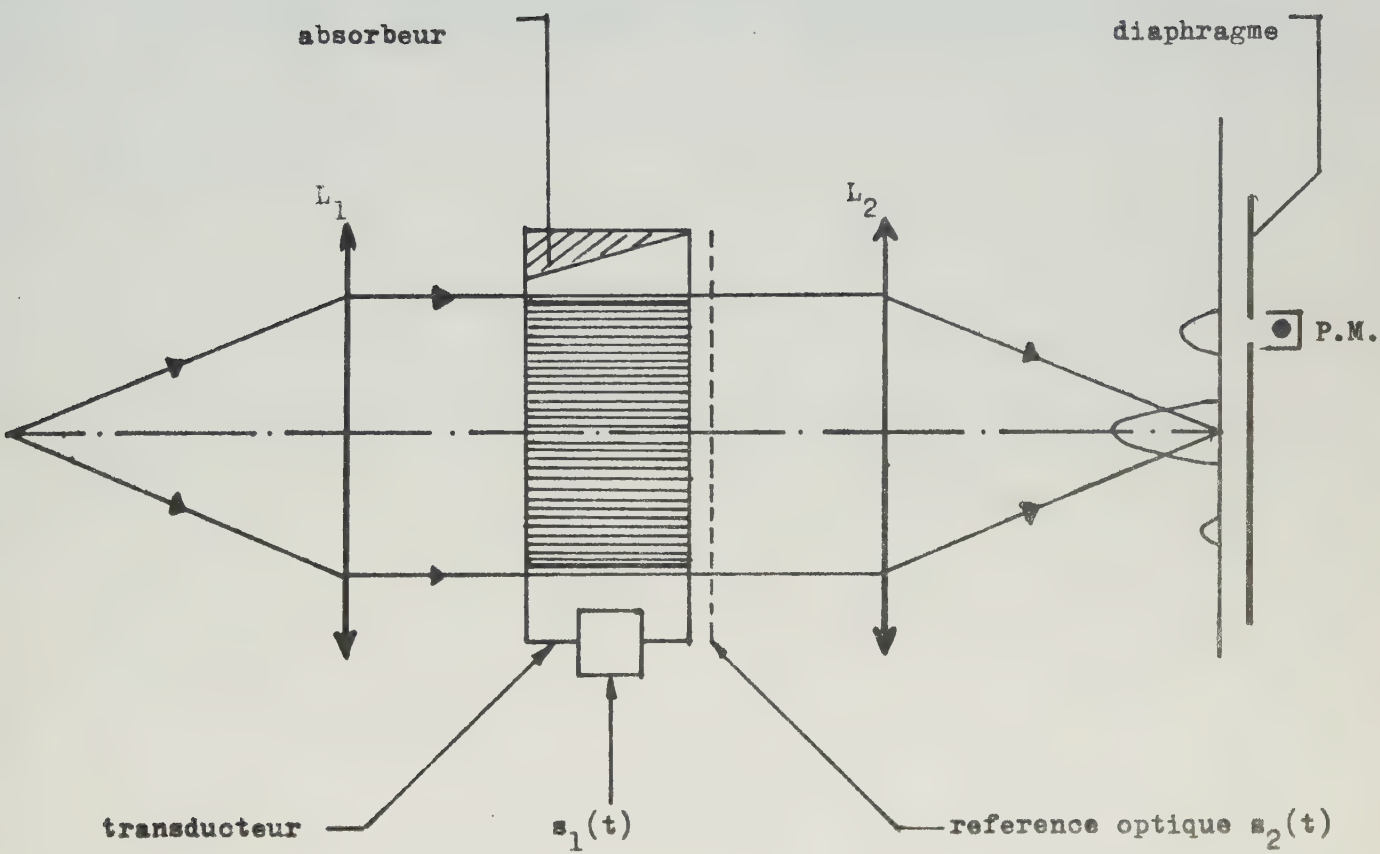
$$\Delta n \cdot s_1\left(t - \frac{x_1}{V}\right) \cdot \cos \omega\left(t - \frac{x_1}{V}\right)$$

l'origine étant prise au niveau de la surface active du transducteur . En supposant que l'amplitude de modulation d'indice Δn et la largeur ultrasonnée z sont petites , on peut admettre que l'onde plane lumineuse incidente ne subit qu'une modulation de phase (annexe IV) . Elle s'écrit donc , après traversée de la cuve :

Planche 18

Schéma de principe d'un dispositif de corrélation

optique à cuve à ultrasons



$$A \cdot \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n.z.s_1(x-\theta) \cdot \cos \omega(x-\theta) \right] \\ \simeq A \cdot \left[1 - j \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n.z.s_1(x-\theta) \cdot \cos \omega(x-\theta) \right] \\ \text{en posant } x = -x_1/V \text{ et } \theta = -t.$$

Après être passée également à travers la fonction de référence $s_2(x)$, cette amplitude devient :

$$A \left[1 - j \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n.z.s_1(x-\theta) \cdot \cos \omega(x-\theta) \right] \cdot s_2(x)$$

Dans le plan focal P_2 de la lentille L_2 , de longueur focale f , se forme la transformée de Fourier de cette répartition d'amplitude :

$$F(u) = A \int_{\text{ouverture}} \left[1 - j \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n.z.s_1(x-\theta) \cdot \frac{e^{j\omega(x-\theta)} - e^{-j\omega(x-\theta)}}{2} \right] s_2(x) \cdot e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} u \cdot x_1} dx_1$$

en posant $u = x_2/f$.

Le terme :

$$A \cdot j \frac{2\pi \cdot \Delta n \cdot z}{2\lambda} \int_{\text{ouverture}} s_1(x-\theta) \cdot s_2(x) \cdot e^{j\omega(x-\theta) - j \frac{2\pi}{\lambda} u \cdot x_1} dx_1$$

donne en un point de P_2 d'abscisse $x_2 = \omega \lambda f / 2\pi V = \frac{\lambda}{\lambda} f$ (ordre +1), une quantité $K_1 \int s_1(x-\theta) \cdot s_2(x) \cdot dx$ qui n'est autre qu'une valeur de la fonction de corrélation $F(\theta)$ de $s_1(t)$ avec l'équivalent optique de $s_2(t)$, et qui défilera au cours du temps en ce point. Donc, en y disposant un photomultiplicateur muni d'un diaphragme suffisamment fin, il sera possible de recueillir le carré de cette fonction sous une forme électrique (le P.M. est un détecteur quadratique).

Le signal électrique fourni par le P.M. sera :

$$S = \int \left[K_1 \int s_1(x-\theta) \cdot s_2(x) \cdot e^{j\omega(x-\theta) - j \frac{2\pi}{\lambda} u \cdot x_1} \cdot dx_1 \right]^2 \cdot \int du \quad \text{ou}$$

$$S = K_2 \int \left[s_1(x-\theta) \right]^2 \cdot \left[s_2(x) \right]^2 \cdot dx$$

en application du principe de conservation de l'énergie et si l'on admet que toute l'énergie d'ordre +1 est recueillie par le P.M.

Ce signal électrique est donc la fonction d'autocorrélation des intensités de $s_1(t)$ et $s_2(t)$.

2) Problème du milieu constitutif de la ligne à retard :

L'exploitation de tels signaux d'une durée T et de spectre de largeur B est limitée dans ce système de détection par :

- la bande passante électronique du transducteur de la cuve à ultrasons , dont nous avons longuement parlé précédemment .
- la longueur utile de la cuve et le choix du milieu de propagation.

Or , nous avons choisi dès l'origine de travailler avec des cuves à liquide : on constate que , dans ce cas , c'est l'eau qui est pratiquement toujours employée . Pour commode qu'il soit , ce choix appelle quelques mots de justification , les critères à prendre en considération étant multiples . Citons :

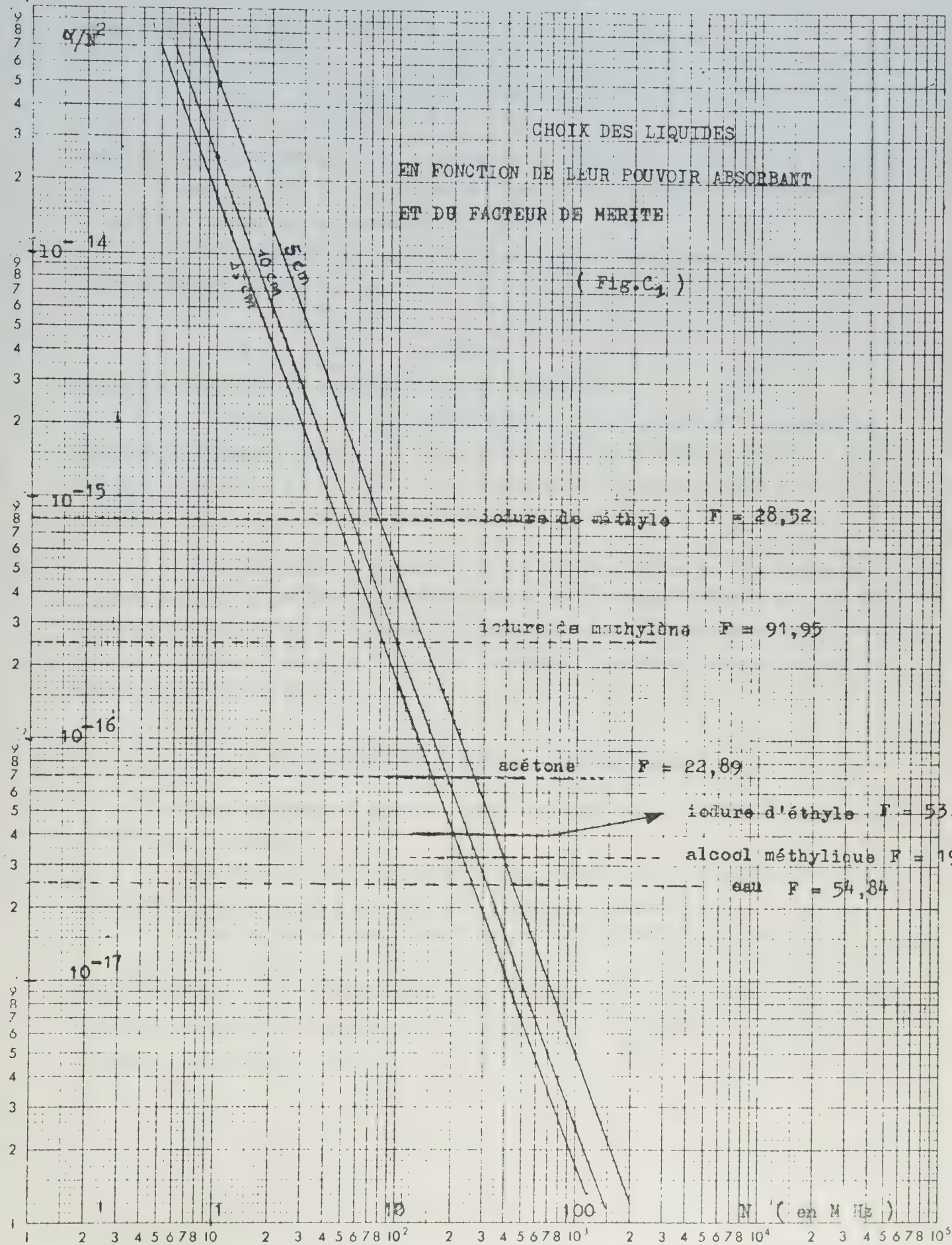
- a) la vitesse de propagation du son qui conditionne la durée d'intégration T pour une longueur utile H de cuve donnée : $T = H/V$. Nous avons alors retenu toute une série de liquides de vitesses de propagation comprises entre 800 m/s et 1500 m/s (eau et composés organiques halogénés le plus souvent) .
- b) le coefficient d'absorption α des ultrasons qu'il faut choisir petit tant pour l'obtention d'une grande longueur H que pour la finesse des raies de diffraction . Il nous a permis de classer les liquides précédents en cherchant leur fréquence limite d'utilisation possible pour que l'élargissement de la raie de diffraction d'ordre 1 n'excède pas 20 % , pour diverses hauteurs utiles de cuve ($H = 5 , 10 , 15$ cm) . Ces résultats sont donnés par l'abaque de la figure C_1 .
- c) l'efficacité ultrasonore , c'est à dire le rapport de conversion $\frac{\Delta n}{\Delta p}$ des amplitudes de variation d'indice et de pression au sein du liquide . Ce rapport peut se déduire de la formule de Lorentz-Lorenz et s'écrit :

$$\frac{\Delta n}{\Delta p} = \mu \frac{(n_o^2 - 1)(n_o^2 + 2)}{6 n_o}$$

Il croit avec l'indice du milieu et avec son coefficient de compressibilité adiabatique μ .

CHOIX DES LIQUIDES
EN FONCTION DE LEUR POUVOIR ABSORBANT
ET DU FACTEUR DE MERITE

(Fig. C₁)



d) la longueur de discontinuité L

$$L = \frac{\rho_0 \cdot v^3}{2 \rho (1 + B/2.A) \cdot P_0 \cdot f}$$

avec ρ_0 : masse volumique ; P_0 : pression de crête ; f : fréquence ultrasonore ; A et B : coefficients du développement limité de la pression en fonction de la variation relative de densité .

Nous avons tenu compte des deux derniers critères en calculant un facteur de mérite F

$$F = \frac{\Delta n}{\Delta \mu} \cdot \rho_0 \cdot v^3$$

dont les valeurs sont reportées sur la figure C.1 .

Il semble que de tous ces points de vue , l'eau soit le liquide à retenir d'autant plus que le rapport B/2.A (non introduit dans F) joue aussi en faveur de l'eau , sa valeur étant plus faible que pour les autres liquides (quand ces valeurs sont connues) .

Quant au temps d'intégration T , il est limité par le choix du liquide et par la hauteur utile de la cuve qui , compte tenu de nos optiques est de 7,5 cm . Comme la vitesse des ultrasons dans l'eau est égale à 1500 m/s, nous nous sommes limités à T = 47 μ s de façon à toujours obtenir un traitement d'information correct .

3) Description du dispositif expérimental :

C'est en majeure partie , celui utilisé pour le relevé automatique de la bande passante .

Une légère modification s'est cependant avérée nécessaire quant à l'électronique associée à la cuve qui permet la création :

- de trains de une à cinq impulsions réglables en durée de 2 à 20 μ s et en position (retard variable de 0 à 30 μ s) , de fréquence de répétition maximale 250 Hz , qui attaque ainsi que la tension H.F. un modulateur RELCOM à la sortie duquel est recueilli le signal électrique codé envoyé sur le titanate (réalisation ISEN) .

- de codes à 15 ou 63 digits de $40 \mu s$ de long avec une période de récurrence de $400 \mu s$, modulée en amplitude ou en phase, un organe de sommation permettant d'ajouter un bruit blanc gaussien fourni par un générateur de bruit (réalisation THOMSON-CSF).

La fonction optique de référence peut, suivant les cas, être un code d'amplitude à bandes transparentes ou opaques (obtenu en collant du scotch noir sur une plaque de verre) ou un code de phase à 63 digits réalisé par dépôt sous vide de silice sur une lame de verre polie à $\lambda/10$. Les uns et les autres sont évidemment adaptés à la vitesse des ultrasons dans l'eau et à la durée du signal électrique $s_1(t)$.

4) Essais de corrélation réalisés :

Les planches suivantes donnent les résultats obtenus en utilisant comme transducteur un Pl-60 amorti par du plomb coulé (cf B.II.3). On peut voir :

planche 19 a et b : l'impulsion électrique de $47 \mu s$ appliquée au titanate (a) ainsi que le triangle de corrélation obtenu (b).

planche 19 c et d : le signal électrique codé modulé en amplitude par un signal codé pseudo-aléatoire à 15 digits (0,1) (c) et la fonction d'autocorrélation correspondante (d).

Ce code et la demi-figure de corrélation théorique sont donnés planche 20.

On remarquera que le résultat obtenu est très proche de la figure théorique, la différence essentielle provenant des paliers horizontaux parfois mal rendus, vraisemblablement à cause de défauts d'homogénéité d'éclairement du champ et du bruit propre du système de détection optique.

5) Influence du bruit :

a) Extraction du bruit d'un signal radar constitué par un code de 63 digits :

Ces mesures ont été réalisées par la THOMSON-CSF sur des cuves munies de transducteurs amortis au mercure de bande passante 2 Mhz.

On utilise un générateur de bruit blanc gaussien de bande 2,7 Mhz autour de 10 Mhz. Le rapport signal à bruit au niveau du transducteur est

Planche 19: Essais de corrélation réalisés

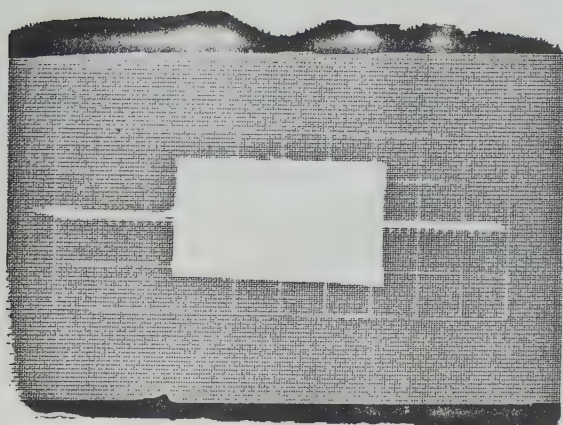


Photo a

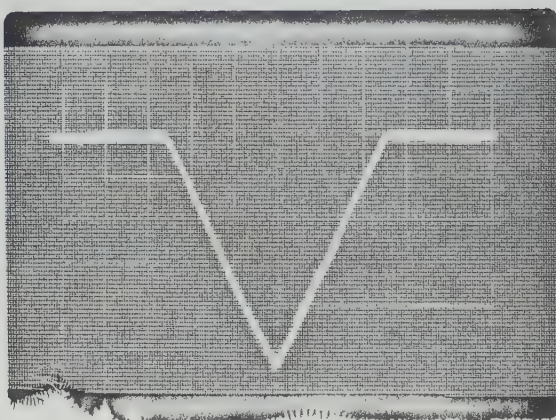


Photo b

Corrélation d'une impulsion de 47 μ s avec sa réplique

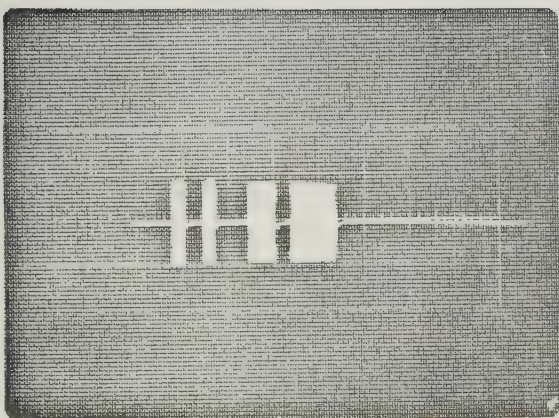


Photo c

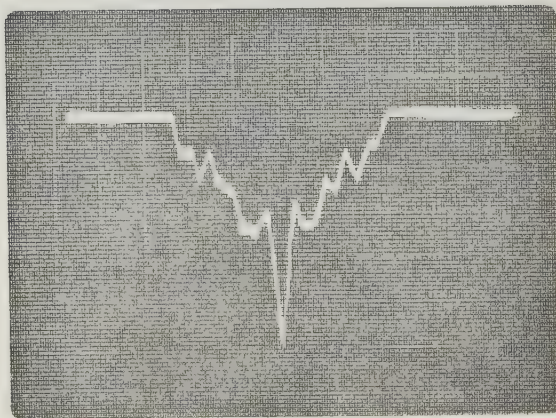
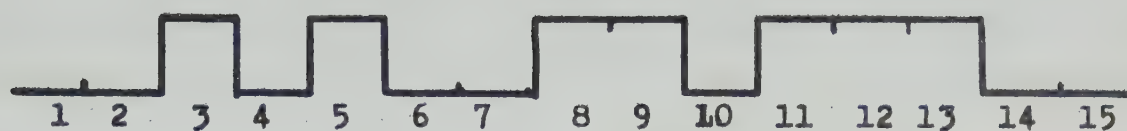
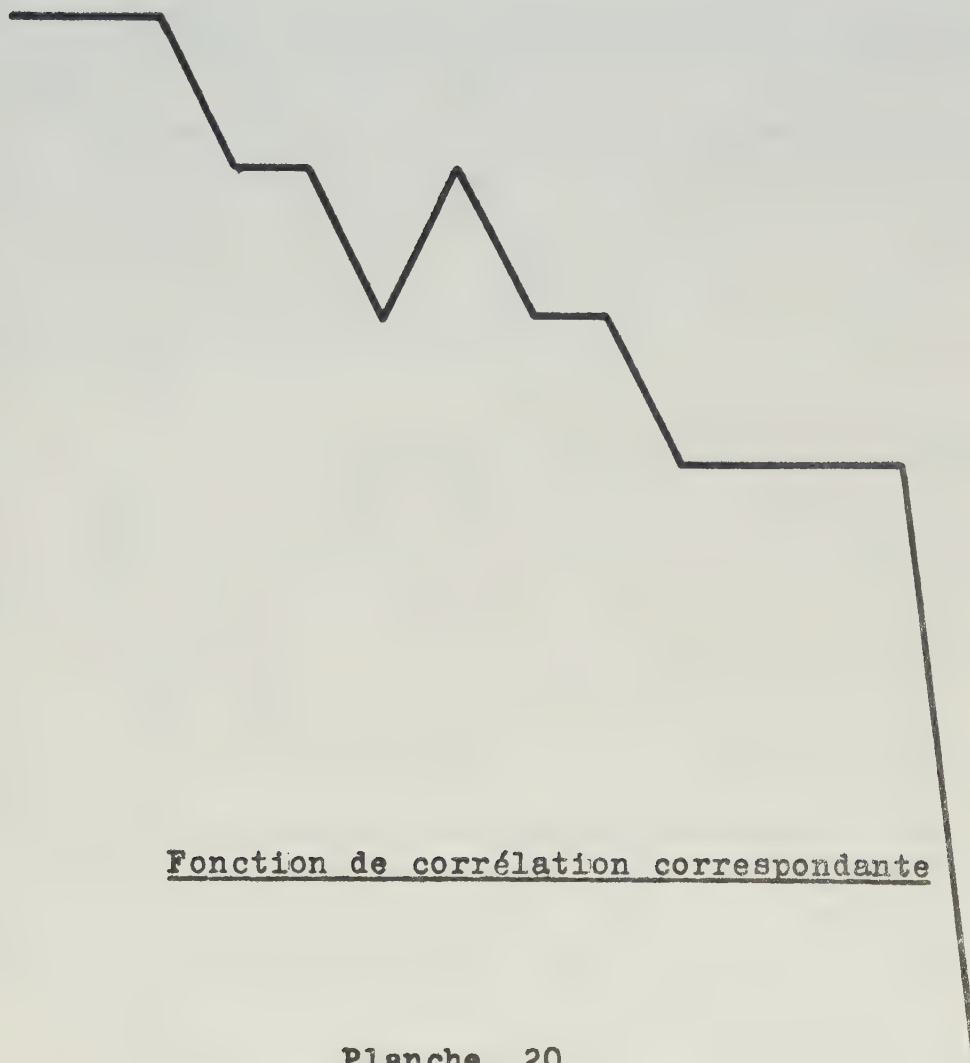


Photo d

Auto-corrélation d'un code à 15 digits (1,0)



Code pseudo-aléatoire à 15 digits (1-0)



Fonction de corrélation correspondante

est réglé à 0 db et vérifié par analyse statistique .

On réalise ensuite la corrélation du signal , sans bruit , avec bruit et l'analyse statistique du bruit après corrélation (planche 21) . Les clichés 21 a et 21 c permettent d'obtenir la mesure du gain d'amélioration du rapport signal à bruit apporté par ce filtrage adapté , soit :

$$G_e = \frac{\text{niveau du pic de corrélation}}{\text{puissance effective de bruit}} = 10 \log \frac{20}{0,4} = 17 \text{ db}$$

Cette valeur est proche de la valeur théorique soit , pour un code de 63 digits $G_t = 10 \log 63 = 18 \text{ db}$.

Avec une céramique Pl-60 amortie par une couche de cuivre en coin , de produit B.T = 337,5 , le résultat est meilleur encore puisque G_e est alors égal à 17,5 db .

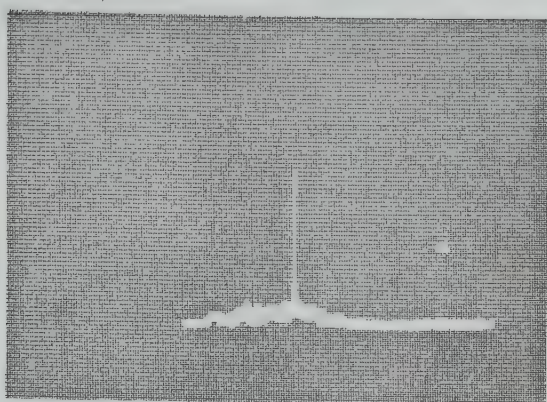
Il aurait d'ailleurs été intéressant , avec ce transducteur , d'essayer des codes plus riches . Malheureusement , les limitations de l'équipement électronique ne l'ont pas permis .

b) Influence du bruit sur un signal codé à 15 digits :

Différents essais ont été réalisés dans notre laboratoire , le code étant maintenant limité à 15 digits .

On superpose au signal codé H.F. (10 Mhz) un bruit blanc gaussien (20 Hz - 20 Mhz) fourni par un générateur Général Radio 1383 .

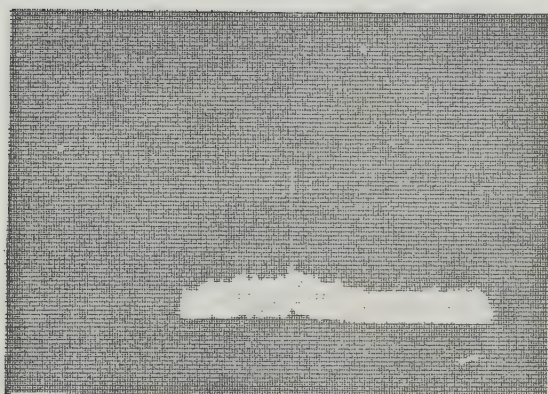
On peut comparer (planche 22) les résultats obtenus lorsque l'amplitude du bruit est quatre fois (photo a) ou huit fois (photo b) plus importante que celle du signal H.F. , la fonction de corrélation non bruitée étant à chaque fois représentée . Si les détails sont parfois mal rendus , le pic de corrélation est encore nettement visible . Il est donc possible d'augmenter sensiblement le niveau de bruit ce que nous n'avons pu faire , le générateur ne le permettant pas . Il faut noter aussi qu'il ne nous a pas été possible de diminuer le niveau H.F. , limités que nous étions par le bruit propre du dispositif optique .



5v/cm

21 a

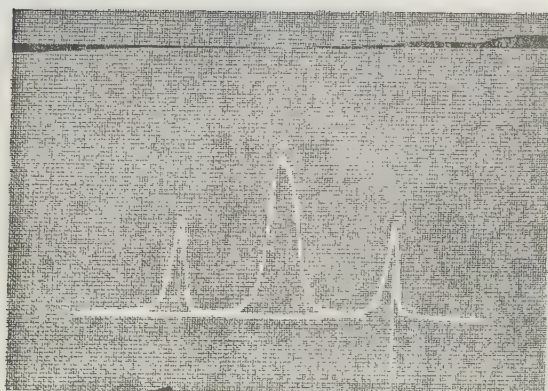
AUTOCORRELATION DU CODE A 63 BITS (-1-1)



5v/cm

21 b

CORRELATION DU CODE + BRUIT



5 v

21 c

ANALYSE STATISTIQUE DU BRUIT
APRES CORRELATION

Planche 22: Influence du bruit sur un signal codé à 15 digits

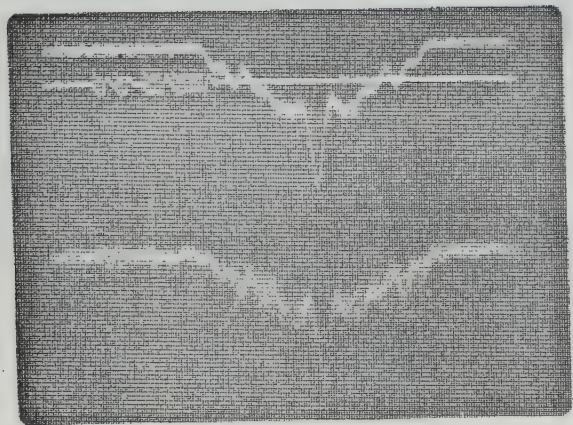


Photo a

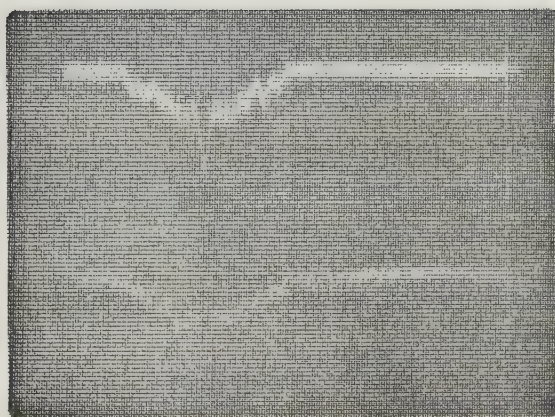


Photo b

CONCLUSION

Nous nous sommes attachés dans toute cette étude , à réaliser des têtes transductrices ayant les plus grandes bandes passantes possibles .

Après une étude théorique où ont été explorées diverses voies dont certaines se sont avérées infructueuses , nous sommes passés à des réalisations pratiques afin de vérifier nos hypothèses théoriques et de réaliser un matériel opérationnel de compression d'impulsions .

L'écueil essentiel que nous avons rencontré alors a été la mise au point de méthodes de contact acceptables (électrolyse , coulage ...) .

La progression de nos résultats est marquée par le tableau ci-dessous :

Technologie	B _{Mhz}	B.T pour L = 7,5 cm	Niveau d'attaque V _{cc}
Hg (réalisation précédente du laboratoire)	2	100	40 environ
Pb coulé	4,9	245	30
Pb + Hg	7	350	10
Cuivre en coin	6,75	337,5	4

On constate une augmentation de la bande passante et une amélioration plus nette encore de l'efficacité (gain en puissance de 100 par rapport au matériel précédemment mis au point dans notre laboratoire) .

Les valeurs des produits B.T obtenus peuvent d'ailleurs être avantageusement comparées à celles ci-jointes extraites d'un article de COURT (IEEE Novembre 1969) .

Si nos fréquences de travail se situent dans des gammes relativement basses , il n'en reste pas moins que les taux de compression déjà atteints sont plus qu'honorables (350 contre 240 dans la référence citée) .

Il semble aussi qu'un perfectionnement très sensible reste possible en soignant davantage le "matching" et en approfondissant l'amortissement

TABLE IV

PUBLISHED DATA FOR Optoacoustic PULSE COMPRESSION FILTERS: L = LONGITUDINAL WAVE, S = SHEAR WAVE

Author	Reference	Light Source	Center Frequency	Bandwidth (MHz)	Compression Ratio	Sidelobes	Pulse Length (μ s)	Dynamic Range (dB)	Material	Acoustic Mode
Reich and Slobodin	82	Mercury Arc	15 MHz	2.5	110	•	55	•	Water	L
Slobodin	67	Mercury Arc	15 MHz	2	120	•	60	•	Water	L
D. Squire* and M. Alsup	71	HeNe	1.1 GHz	60	6	•	0.1	>10	Sapphire	L
Meltz and T. Maloney	95	HeNe (50 mW)	30.4 MHz	0.5	13	•	26.6	>30	Fused Silica	S
B. Felstead†	73	Unfiltered Mercury Arc (100 watt)	15 MHz	~3	13	10 dB	5.2	•	Water	L
Atzeni and Pantani	84	Mercury Arc (90 watt)	15 MHz	1.0	20	•	20	•	Water	L
H. Collins, L. G. H. Lean, and H. J. Shaw	78	HeNe (10 mW)	1400 MHz	75	16	•	0.24	<5	Sapphire	S
J. B. Schultz, M. G. Holland, and L. Davis	77	Argon (1 watt)	1160 MHz	60	110	>13	2	12	$Y_3Ga_5O_{12}$	L
H. Collins, H. J. Shaw, D. K. Winslow, and E. G. H. Lean	83	HeNe (10 mW)	1400 MHz	300	240	>19 dB	0.8	19	Sapphire	S

* Carrier phase alternated between 0 and 180 degrees.

† Coded signal in the form of a 13-element Barker code.

The intensity of the scattered light is directly proportional to the intensity of the incident light. Thus, one would expect that the dynamic range could be increased by increasing the incident light power. This would be true but for the Tyndall-scattered light which also reaches the detector and produces a background noise level which is proportional to the length of the incident beam. This Tyndall scattering could always produce severe difficulties if it were not for the fact that the acoustic wave can be chosen [81] so that the incident light has a different polarization from the Bragg-scattered light. The dynamic range then is limited by the isolation property of a pair of crossed polarizers, the result theoretically being 40 dB [76], but in practice 20 dB [83].

A summary of the characteristics of the published data on pulse compression filters using the optoacoustic interaction is given in Table IV.

IV. OTHER SOLID-STATE PULSE COMPRESSION DEVICES

Magnetostatic Dispersive Delay Lines

Magnetostatic waves are similar to magnetoelastic waves in that the forces necessary for the existence of such waves are basically magnetic. In magnetoelastic waves, the forces involved are short range and arise from quantum mechanical spin-lattice interaction. These forces give rise to waves with

static waves, the forces involved are long range and arise from dipolar interactions. These forces give rise to the long-wavelength magnetostatic waves.

The propagation of long-wavelength magnetostatic waves in ferrimagnetic materials was predicted by Fletcher and Kittel [85]. The highly dispersive nature of these waves was first observed experimentally in YIG [86]. The delay dispersion in an axially magnetized YIG rod is nonlinear and ranges typically from 90 ns/MHz for a 1.1 μ s delay to 13 ns/MHz for a 0.3 μ s delay (see Fig. 20 and [87]).

A magnetostatic delay line consists of a small cylindrical rod of a ferrimagnetic material placed in a uniform magnetic field. It is not sensitive to crystal orientation, nor does it require optical-tolerance surface finishes. The magnitude of the field will depend on the frequency of operation but will be of the order of 600 Oe for L-band frequencies. The magnetostatic waves are excited near the end of the rod by a thin wire center conductor of a transmission line (see Fig. 21). The operation is inherently two-port.

The magnetostatic wave delay versus frequency characteristic can inherently have only a negative slope, and thus a conjugate filter using magnetostatic waves cannot be built. This makes it very difficult to match the frequency sweep of the long pulse to the delay versus frequency characteristics of the filter; hence, sidelobe suppression is difficult.

par une couche métallique taillée en forme de coin . Il paraît raisonnable d'envisager , dans un proche avenir , des bandes passantes approchant , voir même dépassant 10 Mhz pour une céramique amortie de fréquence propre $f_0 \approx 10$ Mhz.

Il serait aussi intéressant , de façon à tourner la difficulté théorique relative à l'amortissement par une couche en forme de coin , de mettre au point une électrolyse "in situ" doublée d'une attaque mécanique réglable du dépôt alors obtenu , qui , combinée avec une excitation de la céramique par un appareil de type Wobuloscope , permettrait de suivre en continu l'évolution des performances pour optimiser le système .

Enfin , il est peut être utile d'attirer l'attention sur le fait que si les lignes acoustiques liquides à large bande se trouvent concurrencées par les lignes à retard solides pour les techniques acousto-optiques , les transducteurs que nous avons développés gardent tout leur intérêt pour les applications purement acoustiques (recherches de défauts dans les solides , mesures d'épaisseurs , de vitesse des ultrasons dans les métaux ...) ainsi que pour certaines réalisations industrielles (capteur , débitmètre ...) .

ANNEXE I

Variations en fonction de la fréquence de l'impédance ramenée par une
couche d'épaisseur faible suivie d'un matériau massif

Nous avons montré (A.III.3.1) que l'impédance ramenée sur le titanate par une couche d'épaisseur d et d'impédance acoustique Z_1 suivie d'un matériau d'impédance acoustique Z_2 est égale à :

$$Z_B = Z_1 \cdot \frac{b(1 + \operatorname{tg}^2 \beta d)}{1 + \frac{b^2 \cdot \operatorname{tg}^2 \beta d}{2 \pi}} + j \cdot Z_1 \cdot \frac{(1 - b^2) \cdot \operatorname{tg} \beta d}{1 + \frac{b^2 \cdot \operatorname{tg}^2 \beta d}{2 \pi}}$$

avec : $b = Z_2/Z_1$; $\beta = \frac{\Lambda}{\lambda}$: nombre d'onde .

Il apparait immédiatement que la variation de ces deux termes en fonction de la fréquence est périodique , la période Δf étant celle de $\operatorname{tg} \beta d$, soit $\Delta f = v/2.d$.

Plusieurs cas sont à envisager suivant la valeur de b . Ils correspondent à des applications différentes :

- soit à l'amortissement du titanate ($b > 1$)
- soit à l'adaptation au milieu de propagation liquide ($b < 1$)

A) Cas où Z_2 est supérieure à Z_1 (amortissement) :

Le coefficient b étant alors supérieur à 1 , il est évident que :

- Z_{Br} est maximum lorsque la condition $\operatorname{tg} \beta d = 0$ est réalisée ,

donc si :

$$f = k \cdot \frac{v}{2.d} \quad (\text{en particulier pour } f = 0)$$

qui s'écrit encore :

$$d = k \cdot \frac{\Lambda}{2} \quad (\text{lame demi-onde})$$

On obtient alors la valeur du maximum :

$$Z_{Br \max} = b \cdot Z_2 = Z_1$$

- Z_{Br} est minimum si $\operatorname{tg} \beta d = \infty$, soit si :

$$f = \frac{(2k + 1) v}{4.d} \quad \text{ou} \quad d = (2k + 1) \Lambda/4 \quad (\text{lame quart d'onde})$$

sa valeur est alors égale à Z_1/b soit Z_1^2/Z_2

- Z_{Bi} est nulle lorsque $\operatorname{tg} \beta d = 0$ et $\operatorname{tg} \beta d = \infty$, donc si :

$$f = k \frac{v}{4d} \quad \text{ou} \quad d = k \Lambda/4 \quad (\text{lames quart d'onde et demi-onde})$$

Pour obtenir la position du ou des maximums de Z_{Bi} , il faut calculer sa dérivée par rapport à $\tan \beta d$. Posons $u = \tan \beta d$. Il vient :

$$Z_{Bi} = Z_1 \cdot \frac{(1 - b^2) u}{1 + b^2 u^2}$$

D'où :

$$\frac{d Z_{Bi}}{d u} = Z_1 \cdot \frac{(1 - b^2) (1 - b^2 u^2)}{(1 + b^2 u^2)^2}$$

Cette dérivée s'annule pour $u = \tan \beta d = \pm 1/b$; le module de Z_{Bi} est alors maximum et a pour valeur $Z_1 \cdot (1 - b^2) / 2b$.

Il faut aussi remarquer que b étant supérieur à 1, $(1 - b^2)$ est négatif ; Z_{Bi} , dont le signe est celui du produit $(1 - b^2) \cdot \tan \beta d$, est donc tout d'abord négative puis positive etc ... lorsque la fréquence f augmente.

Un exemple particulier de la forme des courbes est donné par les planches (I.1) et (I.2) où nous considérons le cas de l'argent suivi de cuivre ou de nickel d'épaisseur infinie. Ce sont en effet ces différentes associations qui nous ont donné les bandes passantes les plus larges. Les valeurs de l'épaisseur d de la couche intermédiaire ont été choisies telles que ces lames soient quart d'onde pour $f = 11$ Mhz.

B) Cas où Z_1 est supérieure à Z_2 (matching) :

b est maintenant inférieur à 1 et il apparaît que les résultats précédents restent valables à condition d'effectuer une translation des courbes de $\Delta f = v/4d$ vers les fréquences négatives.

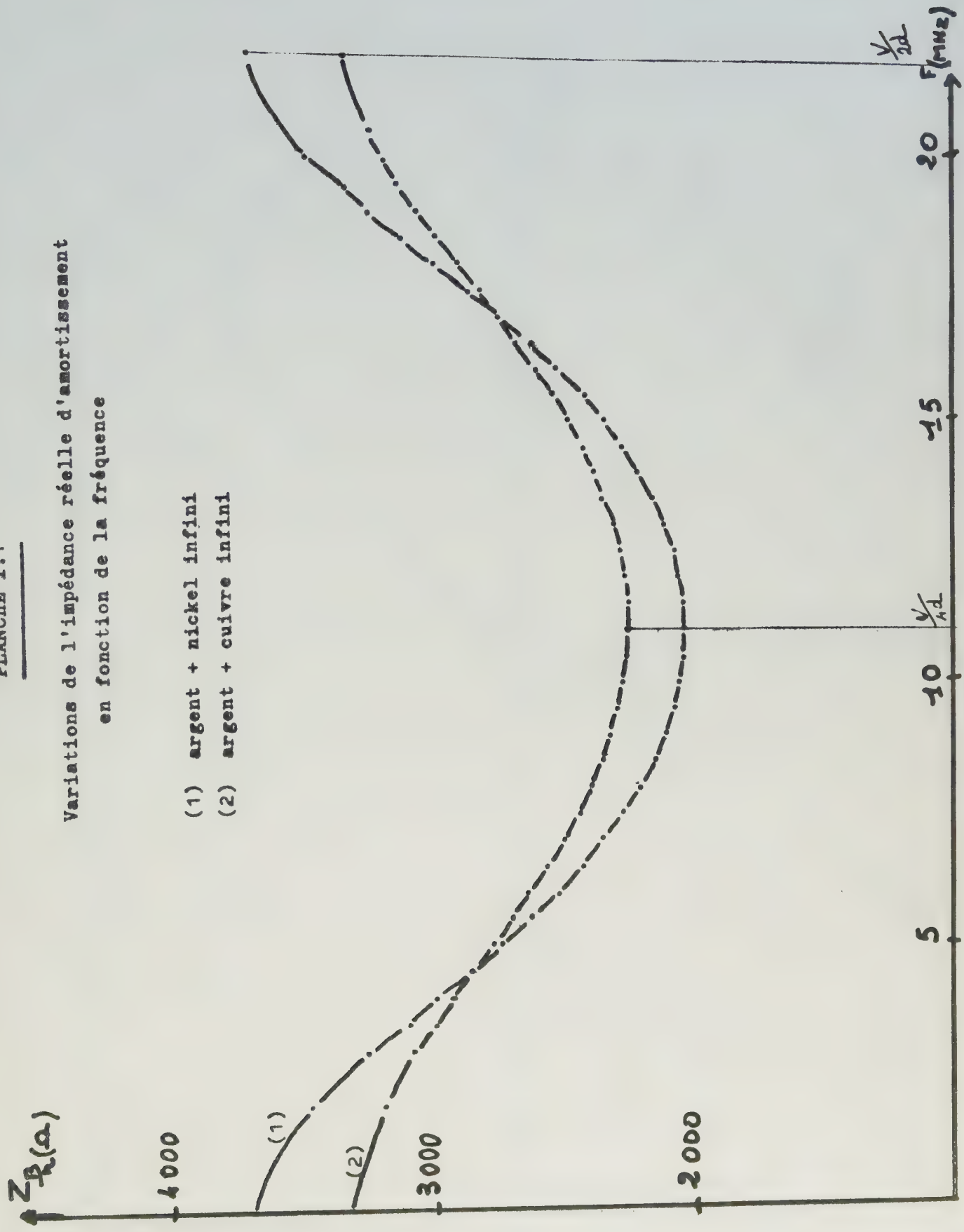
Z_{Br} est donc minimum pour f nulle, augmente et diminue ensuite avec une période identique à celle du cas précédent ($b > 1$).

Z_{Bi} , nulle pour $f = 0$, sera tout d'abord positive.

Tout ceci est illustré par les courbes des planches (I.3) et (I.4) où les milieux intermédiaires sont constitués d'une part de gomme dure ou de polystyrol et, d'autre part, d'aluminium, la fréquence centrale étant maintenant 10 Mhz. On remarquera, dans ce dernier cas, les valeurs importantes des maximums de Z_{Br} (12.000 Ω) et de Z_{Bi} (6.000 Ω).

Variations de l'impédance réelle d'amortissement
en fonction de la fréquence

- (1) argent + nickel infini
- (2) argent + cuivre infini



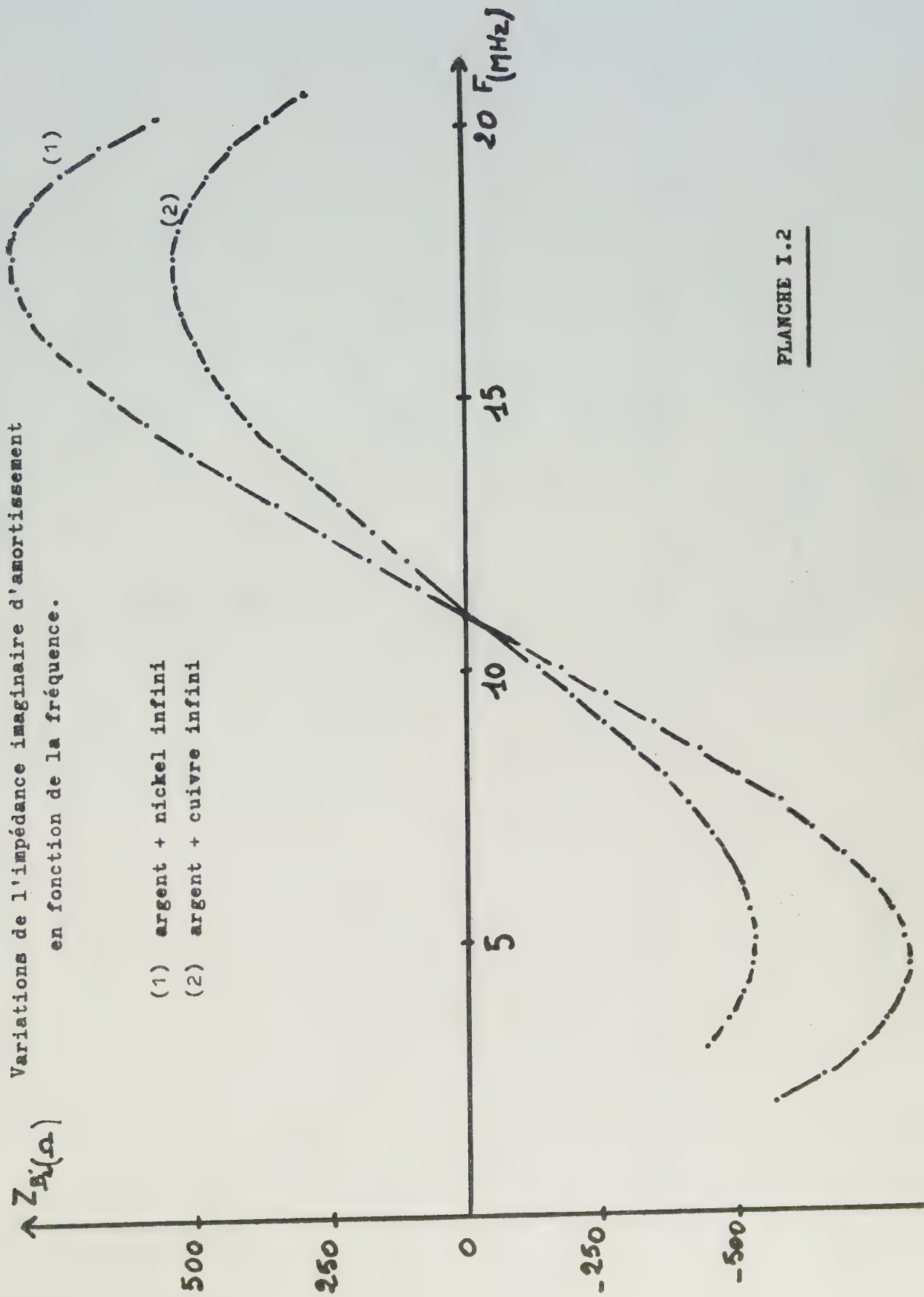
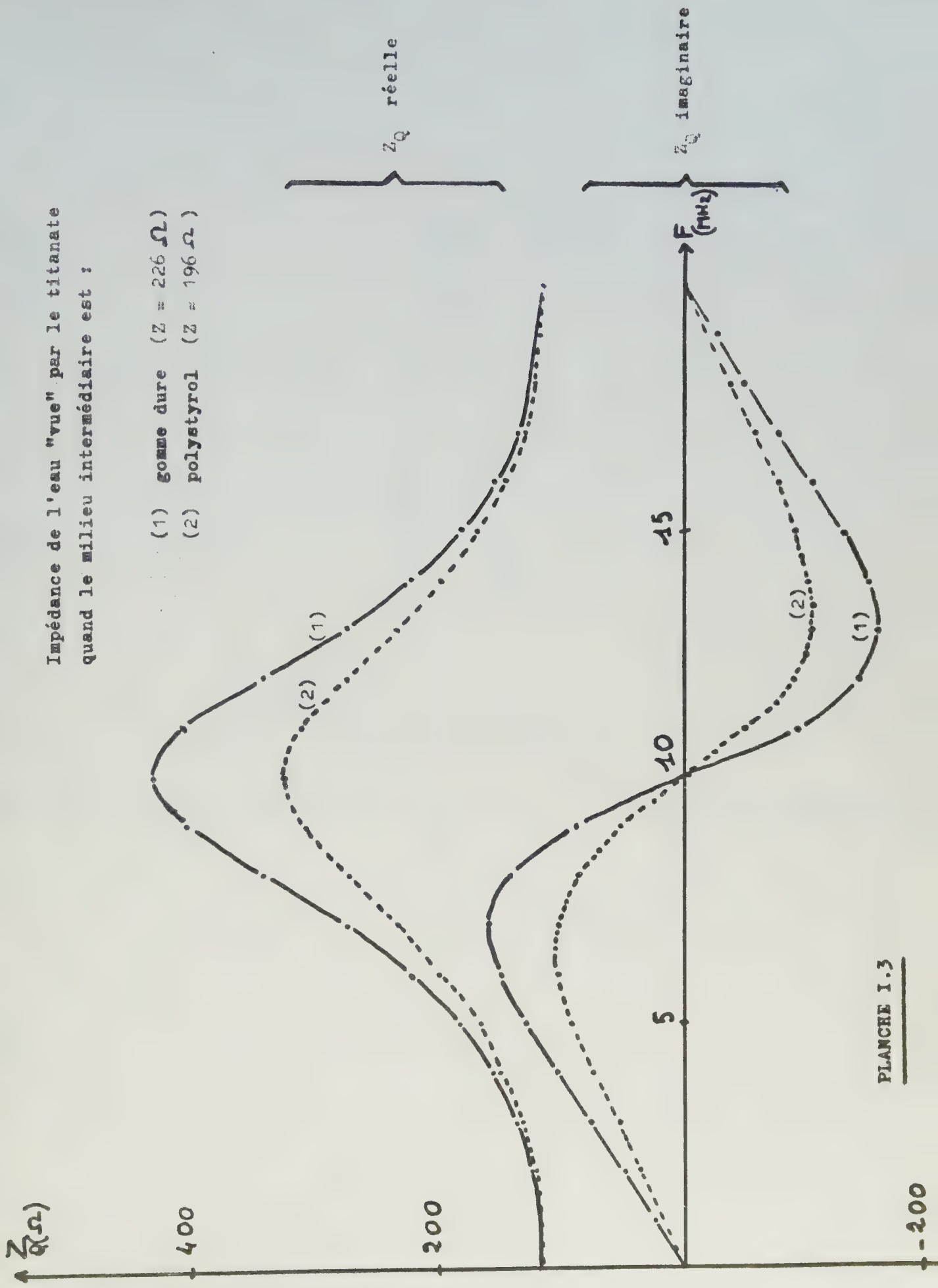


PLANCHE I.2

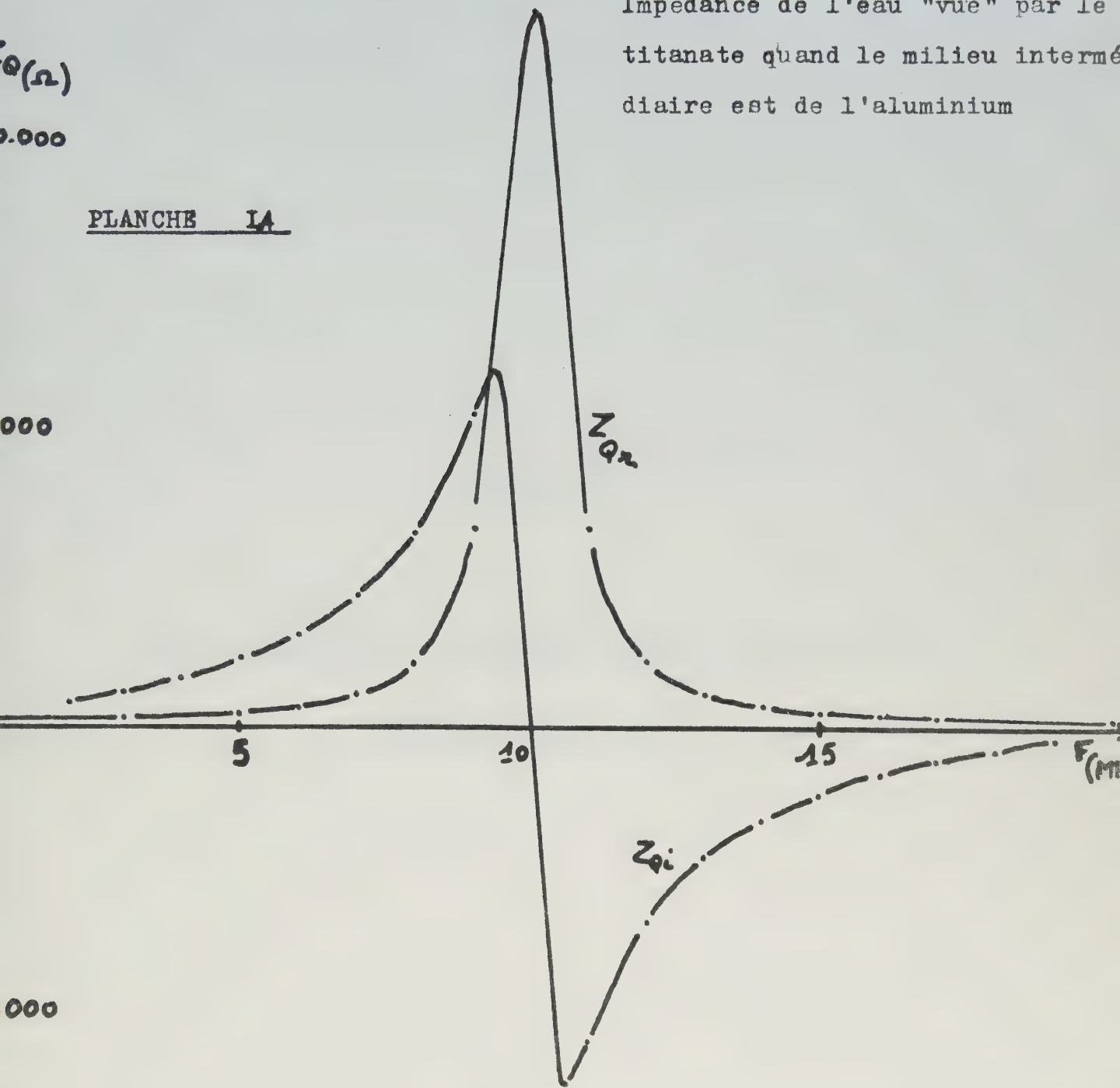
Impédance de l'eau "vue" par le titanate
 quand le milieu intermédiaire est :

- (1) gomme dure ($Z = 226 \Omega$)
- (2) polystyrol ($Z = 196 \Omega$)



Impédance de l'eau "vue" par le
titanate quand le milieu intermé-
diaire est de l'aluminium

PLANCHE 1A



ANNEXE II

Etude de l'influence de l'impédance imaginaire ramenée sur la

courbe de réponse F/V

Nous avons supposé , dans tous nos calculs , que l'impédance imaginaire ramenée était nulle . Malheureusement , il n'en est pas toujours ainsi . Aussi , nous nous proposons , dans ce qui suit , de discuter l'influence de Z_{Bi} sur la courbe de réponse F/V , pour voir si , en dernière analyse la réalisation proposée est assez voisine de l'objectif fixé .

Pour simplifier , nous adopterons une valeur moyenne constante pour Z_{Br} soit 2500Ω . Il faut aussi savoir que l'impédance de la capacité $Co/4\pi^2$ est $j.(7,1 \cdot 10^9) / f \Omega$ et remarquer que Z_{Br} diffère très peu de $\sqrt{Z_{Br}^2 + Z_{Bi}^2}$ (au maximum 2 % pour le couple argent-nickel , et 3 % pour le couple argent-cuivre) . On peut faire la discussion suivante en fonction de la fréquence dont le rôle fondamental est imposé par la fonction $\alpha/2 = (\sqrt{C}/2) \cdot f/f_0$ avec $f_0 = 10 \text{ Mhz}$.

1) à fréquence faible :

Si Δf , période de la modulation de Z_{Br} , est supérieure à 14 Mhz (c'est le Δf minimum acceptable pour notre étude) , Z_{Bi} est assez faible et de plus en série avec Z_x . $\cotg \alpha/2$ ou Z_{Br} (figure II.1) : il n'y a alors aucune variation de F/V .

2) 3 Mhz < f < 7,5 Mhz :

Travaillons à 5 Mhz ce qui donne $\tg \alpha/2 = 1$. Nous pouvons représenter le titanate par le schéma de la figure II.2 .

Dans le cas le plus défavorable , $2.Z_{Bi}$ est de l'ordre de $Z_x/4$ en série avec $2.Z_x$ et $2.Z_{Br}$ dans la branche MN . L'impédance Z_{MN} varie donc relativement peu . Comme de plus Z_{MN} est en parallèle sur Z_{MT} $\left[= (Z_Q - Z_{Br}) - j.Z_{Bi} \right]$ qui est quasi-invariable , on peut donc légitimement négliger l'influence de Z_{Bi} sur Z_{AB} , impédance résultant de la mise en parallèle de Z_{MN} et Z_{MT} .

Plus précisément , si on compare les résultats obtenus en négligeant Z_{Bi} ou en l'introduisant avec une valeur négative , il vient que :

- Z_{MN} diminue , de même Z_{AB}
- De plus , $Z_{LM} = 2.Z_{Br} + j.(2.Z_{Bi} - 2.Z_x + 1,4 \cdot 10^3)$ augmente puisque le terme imaginaire devient plus négatif .

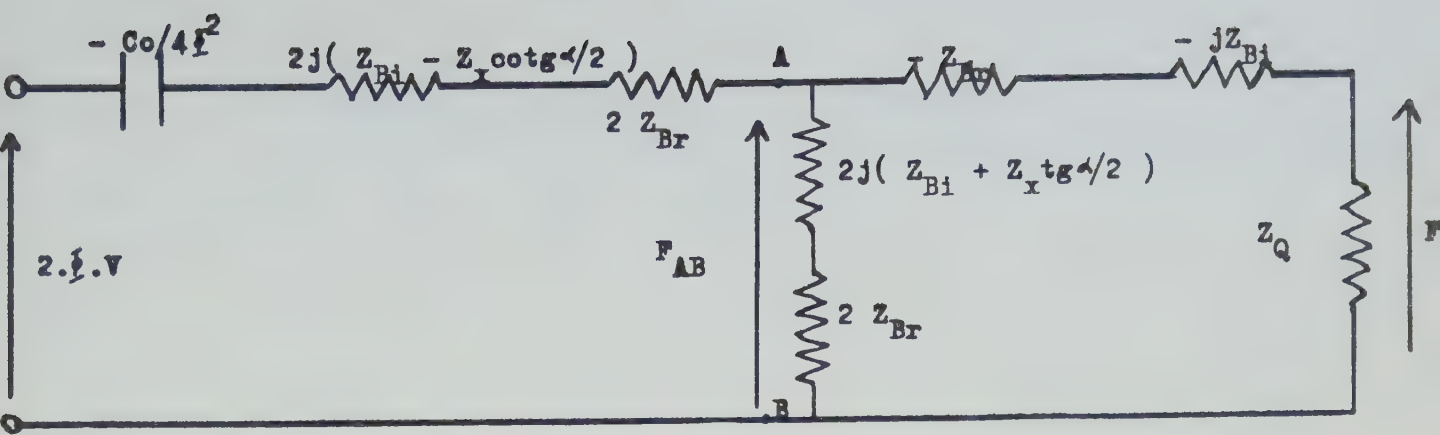


Figure II.1

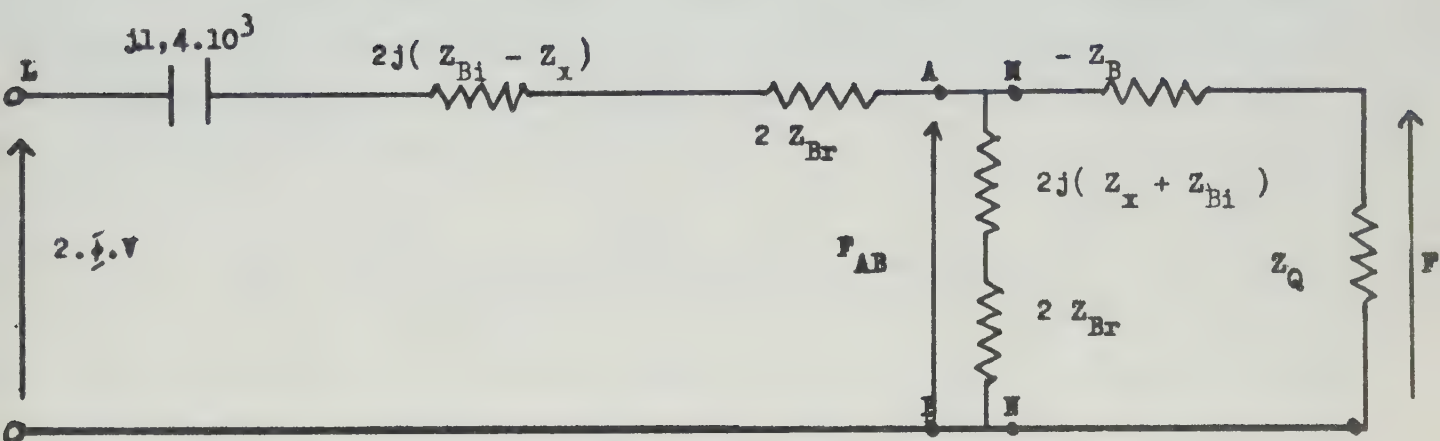


Figure II.2

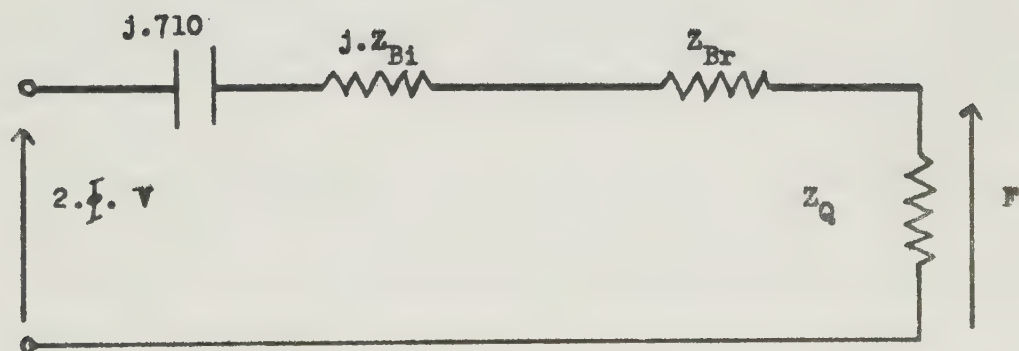


Figure II.3

$$\text{Donc } F/V \approx \left[Z_{AB} / (Z_{AB} + Z_{LM}) \right] \cdot 2 \bar{f} \quad \text{diminue} \quad (1)$$

Il faut remarquer que ceci n'est vrai que dans une gamme de fréquence autour de 5 Mhz . C'est en effet la condition :

$$2.Z_x / \operatorname{tg} \alpha/2 > 7,1 \cdot 10^9 / f$$

qui doit être réalisée , la fréquence limite étant $f = 8,82 \text{ Mhz}$. Pour une fréquence supérieure , il y aura augmentation de F/V lorsque Z_{Bi} sera négative .

Inversement , si Z_{Bi} est positive , il y aura diminution de F/V .

3) 7,5 Mhz < f < 12,5 Mhz :

Plaçons nous à 10 Mhz , ce qui implique $\operatorname{tg} \alpha/2 = \infty$. Nous pouvons alors négliger la branche MN en parallèle sur MT , et l'impédance $2j.Z_x/\operatorname{tg} \alpha/2$ en série avec Z_{Bi} . Le schéma équivalent est celui de la figure II.3 , ce qui nous permet d'écrire instantanément :

$$\frac{F}{V} = \frac{2.\bar{f}.Z_Q}{\sqrt{(Z_{Br} + Z_Q)^2 + (Z_{Bi} + 710)^2}}$$

Z_{Bi} étant au plus de l'ordre de grandeur de $4 \bar{f}^2 / \text{Co}.\omega$, si elle est négative, F/V augmente , faiblement cependant étant donné la présence de Z_{Br} .

Si elle est positive , alors F/V diminue .

4) 12,5 Mhz < f < 15 Mhz :

Nous sommes en présence d'un cas semblable à celui du 2) en remarquant toutefois que $\operatorname{tg} \alpha/2$ est maintenant négative puisque α est compris entre π et $3\pi/2$.

D'où , si Z_{Bi} est négative , l'impédance

$$Z_{LM} = 2.Z_{Br} + j.(2.Z_{Bi} - 2.Z_x.\operatorname{tg} \alpha/2 + 500)$$

diminue en valeur absolue ; la relation (1) nous permet de conclure à une augmentation de F/V .

Si elle est positive , la variation de F/V est inverse .

5) 15 Mhz < f < 20 Mhz :

$\text{tg } \alpha/2$ est alors négative et tend vers zéro . Donc , Z_{Bi} en série avec $2.Z_x/\text{tg } \alpha/2$ dans la branche LM n'influe pas .

Comme à fréquence faible , on pourra négliger l'action de Z_{Bi} .

Une plus grande précision est apportée par les valeurs numériques du tableau I dans lequel nous avons regroupé , pour différentes fréquences et pour les couples argent-nickel et argent-cuivre donnant des bandes passantes intéressantes , les valeurs de Z_{Br} , de Z_{Bi} , de F/V en tenant compte ou non de Z_{Bi} , ainsi que l'écart entre ces deux derniers résultats (en%).

Le plus mauvais résultat (à 13 Mhz , pour le couple argent-cuivre) donne une variation de 15 % ce qui montre qu'en aucun cas , l'approximation effectuée n'entache la bande passante à 3 db .

fréquences Mhz	Associations de matériaux	$Z_{Br} \Omega$	$Z_{Bi} \Omega$	F/V (Z_r réelle)	F/V $Z_B = Z_r + jZ_i$	Ecart %
5	argent + nickel	3.000	-800	0,760	0,665	-12,5
	argent + cuivre	3.100	-420	0,770	0,725	- 6
10	argent + nickel	2.225	-550	0,650	0,670	+ 3
	argent + cuivre	2.650	-500	0,570	0,570	0
13	argent + nickel	2.075	-175	0,530	0,570	+ 7
	argent + cuivre	2.450	-400	0,530	0,610	+15
16	argent + nickel	2.080	+300	0,370	0,370	0
	argent + cuivre	2.300	-225	0,390	0,390	0

Tableau I

ANNEXE III

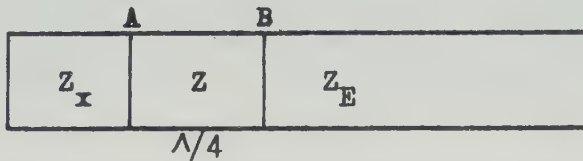
Etude de l'adaptation du transducteur au milieu de propagation par

l'emploi d'une couche " quart d'onde " d'impédance convenable

C'est la transposition acoustique des techniques d'adaptation d'impédance utilisées avec les lignes U.H.F. L'emploi de la notion d'impédance acoustique et de la loi d'ohm généralisée permet d'utiliser les formules des lignes et donc l'abaque de Smith .

1) Principe d'adaptation :

Considérons la succession de trois milieux : le titanate , le milieu d'adaptation et le milieu de propagation (eau) d'impédances respectives Z_X , Z et Z_E :



Nous supposons que les ondes sont planes , qu'il n'y a pas de pertes dans les matériaux , que les contacts entre les milieux sont parfaits .

Si l'eau peut être considérée comme une ligne infiniment longue , l'impédance apparente à l'entrée est $Z_B = Z_E$. Le milieu intermédiaire est donc "fermé" sur Z_E . Si son épaisseur AB est "quart d'onde" à la fréquence considérée , l'impédance d'entrée de cette ligne (vue par le titanate) sera :

$$Z_A = Z^2 / Z_B = Z^2 / Z_E$$

Pour adapter l'eau au titanate , il faut que :

$$Z_X = Z_A = Z^2 / Z_E$$

soit :

$$Z^2 = Z_E \cdot Z_X \quad \text{ou} \quad Z = \sqrt{Z_E \cdot Z_X} \quad (1)$$

Application numérique :

Pour les céramiques Pl-60 et Tibalit 12 , on a :

$$Z_{Ti \ 12} = 2148,85 \ \Omega \quad Z_{Pl-60} = 2257,99 \ \Omega$$

Comme pour l'eau $Z_E = 117,22 \ \Omega$, l'impédance acoustique pour la couche adaptatrice sera $Z \approx 507 \text{ MKS}$, soit , par unité de surface $Z \approx 6,45 \cdot 10^6 \text{ MKS}$. L'examen des tables permet de préconiser l'emploi de magnésium ($Z = 9,9 \cdot 10^6 \text{ MKS}$) comme métal le plus voisin ou d'araldite convenablement chargée .

2) Etude du comportement en fréquence :

A) Calcul de la puissance transmise :

Le résultat précédent n'est malheureusement valable qu'à une seule fréquence (pour laquelle la ligne intermédiaire est quart d'onde) . Aux autres fréquences , le transfert d'énergie acoustique est moindre .

En effet , le rendement de la ligne est :

$$\eta = \frac{P_u}{P_i} = 1 - \rho^2 \quad \text{avec}$$

P_u = puissance transmise à l'eau (charge)

P_i = puissance transmise par le titanate à la ligne intermédiaire

ρ = module du coefficient de réflexion à l'extrémité A de la ligne quart-d'onde

Cette dernière quantité s'exprime en fonction de l'impédance réduite z_A vue par le titanate suivant :

$$\rho \cdot e^{j\gamma} = \frac{z_A - 1}{z_A + 1} \quad (2) \quad \text{avec}$$

$$z_A = \frac{Z_A}{Z_x} = \frac{Z}{Z_x} \cdot \frac{\text{th } \gamma d + Z_E/Z}{1 + Z_E/Z \cdot \text{th } \gamma d} = z \cdot \frac{\text{th } \gamma d + z_E}{1 + z_E \cdot \text{th } \gamma d}$$

où :

. Z_A = l'impédance d'entrée de la couche d'adaptation ie. l'impédance vue par une ligne d'épaisseur d , d'impédance caractéristique Z chargée par une impédance acoustique Z_E .

. $z = Z/Z_x$ et $z_E = Z_E/Z$ sont les impédances réduites successives des milieux jointifs

Les pertes étant supposées négligeables ,

$\gamma = \alpha + j\beta \simeq j\beta$ (β = constante de longueur d'onde de la couche d'adaptation) . D'où :

$$z_A = z \cdot \frac{z_E + j \cdot \text{tg } \beta d}{1 + j \cdot z_E \cdot \text{tg } \beta d} \quad (3)$$

Reportant cette valeur dans l'équation (2) il vient :

$$\rho e^{j\beta} = \frac{(z \cdot z_E - 1) + j \cdot \operatorname{tg} \beta d \cdot (z - z_E)}{(z \cdot z_E + 1) + j \cdot \operatorname{tg} \beta d \cdot (z - z_E)}$$

On en tire ρ^2 et le rendement de la ligne qui s'écrit :

$$\eta = \frac{P_u}{P_i} = \frac{4 \cdot z \cdot z_E}{(1 + z \cdot z_E)^2 + \sin^2 \beta d [(z + z_E)^2 - (1 + z \cdot z_E)^2]} \quad (4)$$

B) Comportement en fréquence lorsque l'adaptation optimale est réalisée :

On suppose que l'impédance du milieu intermédiaire est $Z = \sqrt{Z_E \cdot Z_X}$ et que $d = \lambda/4$ pour la fréquence centrale de la bande . A cette fréquence , $\beta d = \pi/2$ et $\sin^2 \beta d = 1$ et l'équation (4) donne alors :

$$\eta = \frac{4 \cdot z \cdot z_E}{(z + z_E)^2} = \frac{4 \cdot Z/Z_X \cdot Z_E/Z}{(Z/Z_X + Z_E/Z)^2} = \frac{4 \cdot Z_E/Z_X}{(2Z_E \cdot Z_X / 2Z \cdot Z_X)^2} = \frac{4 \cdot Z_E/Z_X}{(2Z_E / \sqrt{Z_E \cdot Z_X})^2}$$

Donc $\eta = 1$: résultat évident à priori .

En dehors de la fréquence centrale , on peut transformer (4) en introduisant la condition (1) sous la forme réduite :

$$z^2 = Z_E \cdot Z_X \iff Z/Z_X = Z_E/Z \quad \text{ou} \quad z = z_E$$

Il vient :

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{P_u}{P_i} = \frac{4 \cdot z^2}{(1 + z^2)^2 - \sin^2 \beta d [(z^2 - 1)^2]} \\ \eta &= \frac{4 \cdot z^2}{(z^2 - 1)^2 + 4 \cdot z^2 - (z^2 - 1)(\sin^2 \beta d)} \\ \eta &= \frac{1}{1 + \frac{(z^2 - 1)^2}{4 \cdot z^2} \cdot \cos^2 \beta d} \end{aligned} \quad (5)$$

On en tire aisément l'expression des limites de la bande passante à 3 db ($\eta = 1/2$) ; alors :

$$\cos \beta d = \pm 2.z / (z^2 - 1) \quad \text{posant } \alpha = \arccos 2.z / (z^2 - 1)$$

$$\beta d = \omega.d/u = \arccos \pm 2.z / (z^2 - 1) = \begin{cases} \alpha \\ \pi - \alpha \end{cases}$$

$$\omega = u/d \cdot \int_{\pi-\alpha}^{\alpha}$$

Ces valeurs sont effectivement symétriques par rapport à la valeur centrale de ω telle que $\beta d = \pi/2$.

Application numérique : pour un titanate adapté à l'eau .

$$z = Z/Z_x \simeq 507/2200 = \sqrt{Z_E/Z_x} ; \alpha = \arccos 0,4867 \simeq 60^\circ = \pi/3$$

$$\text{à la fréquence centrale } f_0, \quad \beta d = 2\pi/\lambda_0 \cdot d = \pi/2 \longrightarrow d = \lambda_0/4$$

$$\text{à la fréquence limite } f_1, \quad \beta d = 2\pi/\lambda \cdot d = \pi/3 \longrightarrow d = \lambda/6$$

On a donc :

$$d = \lambda_0/4 = u/4.f_0 = u/6.f_1 = \lambda/6$$

$$f_1 = 2/3 \cdot f_0$$

$$\text{La bande passante est donc } B = 2/3 \cdot f_0 \quad (7)$$

Avec $f_0 = 10 \text{ Mhz}$, on doit atteindre $6,6 \text{ Mhz}$.

Conclusion : La bande passante d'un titanate apériodique adapté à l'eau est donc les deux-tiers de la fréquence propre . Pour élargir la bande , il est facile de voir qu'il faudrait augmenter z . Pour Z_E et Z_x données , on ne voit d'autre ressource que de multiplier les milieux intermédiaires à impédance acoustique légèrement décroissante du titanate à l'eau .

ANNEXE IV

Phénomène de Debye et Sears :

Théorie de Raman et Nath

Considérons la figure IV.1 qui représente le dispositif élémentaire permettant de diffracter une onde lumineuse plane par une onde ultrasonore progressive, les directions de propagation de ces ondes étant orthogonales.

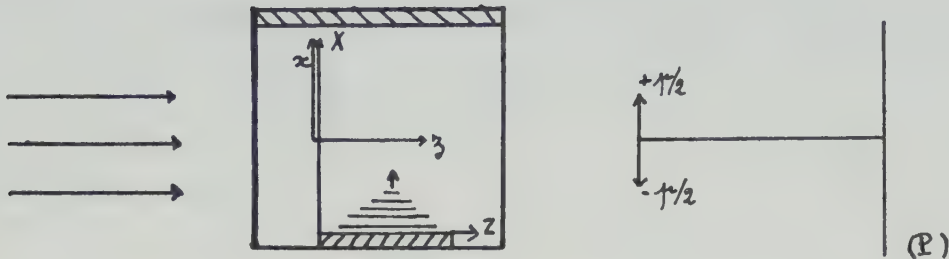


figure IV.1

Le matériau piézoélectrique, sur lequel on applique un champ électrique, vibre mécaniquement. Cette vibration est transmise par un milieu dans lequel s'effectue la propagation de l'onde de pression à une vitesse constante V . L'onde de pression supposée plane

$$P = P_0 + \Delta P \cdot \sin(\Omega t - 2\pi X/\lambda)$$

où Ω et λ désignent respectivement la pulsation et la longueur d'onde des ultrasons, provoque au sein du liquide constituant le milieu ultrasonné une variation d'indice n suivant l'expression :

$$n = n_0 + \Delta n \cdot \sin(\Omega t - 2\pi X/\lambda) \quad (26)$$

Si un faisceau de rayons lumineux parallèles se propage à travers ce milieu suivant l'axe Oz , il subit généralement une double modulation de phase et d'amplitude dans tout le volume ultrasonné. Cependant, si la puissance appliquée au matériau piézoélectrique n'est pas trop importante, si la largeur ultrasonnée est faible et la fréquence pas trop élevée, la variation maximale Δn de l'indice sera faible et on pourra négliger la courbure des rayons lumineux dans le champ ultrasonore. La région fonctionne comme un réseau à simple modulation de phase. C'est l'approximation qu'ont faite Raman et Nath.

Si le champ électrique de l'onde lumineuse plane incidente peut être représenté par :

$$E = E_0 \cdot \sin 2\pi Nt \quad (N = \text{fréquence de la lumière})$$

pour l'onde émergeant de la région ultrasonnée de largeur z nous aurons :

$$E = E_0 \cdot \sin (2\pi Nt - \varphi)$$

φ ayant pour valeur :

$$\varphi = \frac{2\pi n z}{\lambda} = \frac{2\pi n_0 z}{\lambda} + \frac{2\pi \Delta n z}{\lambda} \cdot \sin (2\pi Nt - 2\pi X/\Lambda)$$

avec : N = fréquence des ultrasons

Λ = longueur d'onde des ultrasons

λ = longueur d'onde de la lumière

La phase de l'onde lumineuse est donc modulée par le signal d'entrée. A un écart de phase constant près ($2\pi n_0 z/\lambda$) la vibration à la sortie peut s'écrire :

$$E_X = E_0 \cdot \sin \left[2\pi Nt - a \cdot \sin (2\pi Nt - 2\pi X/\Lambda) \right] \quad (1)$$

en posant $a = 2\pi \Delta n z/\lambda$.

En choisissant alors un référentiel lié à l'onde de pression sonore et se propageant à la vitesse V , le changement de variable

$$X = Vt + x$$

permet d'écrire (1) comme suit :

$$E_x = E_0 \cdot \sin (2\pi Nt + a \cdot \sin 2\pi x/\Lambda)$$

Si on place derrière la région ultrasonnée une lentille de diamètre p , on obtient dans le plan focal de cette lentille la transformée de Fourier de E_x . La répartition lumineuse dans le plan focal aura pour expression :

$$S(\alpha) = \int_{-r/2}^{+r/2} E_x \cdot e^{-\frac{2\pi i \alpha x}{\lambda}} \cdot dx$$

α désignant l'angle supposé petit que fait la direction considérée avec l'axe du système . Ce choix d'une nouvelle origine au centre ne présente pas d'inconvénient et permet d'alléger les calculs . Utilisant alors la notation complexe , il vient :

$$S(\alpha) = E_0 \int_{-r/2}^{+r/2} e^{-\frac{2\pi i \alpha x}{\lambda}} \cdot e^{ia \sin \frac{2\pi x}{\lambda}} \cdot dx$$

En utilisant l'identité :

$$e^{ia \sin \theta} = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} J_k(a) \cdot e^{ik\theta}$$

où $J_k(a)$ désigne la fonction de Bessel d'ordre k du paramètre a , $S(\alpha)$ peut s'écrire :

$$S(\alpha) = E_0 \int_{-r/2}^{+r/2} e^{-\frac{2\pi i \alpha x}{\lambda}} \cdot \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} J_k(a) \cdot e^{ik \frac{2\pi x}{\lambda}} \cdot dx$$

$$S(\alpha) = E_0 \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} J_k(a) \int_{-r/2}^{+r/2} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} (\alpha - k \frac{\lambda}{\lambda}) x} \cdot dx$$

Posant $\alpha' = \alpha - k \frac{\lambda}{\lambda}$ on obtient :

$$S(\alpha) = E_0 \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} J_k(a) \left[\frac{e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} \alpha' x}}{-i \frac{2\pi}{\lambda} \alpha'} \right]_{-r/2}^{+r/2}$$

ce qui donne :

$$S(\alpha) = E_0 \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} J_k(a) \cdot \left(\frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} \alpha' r}{\frac{\pi}{\lambda} \alpha' r} \right)$$

Les positions des raies seront obtenues en rendant maximale l'expression de forme $(\sin u) / u$, soit dans les directions telles que :

$$\alpha' = \alpha - k \frac{\lambda}{\lambda} = 0 \text{ soit}$$

$$\alpha = k \frac{\lambda}{\lambda}$$

Ces positions dépendant de λ varient en fonction de la fréquence des ultrasons .

L'intensité de la raie d'ordre k sera alors proportionnelle à $J_k^2(a)$.

BIBLIOGRAPHIE :

- 1 P.M. WOODWARD : " Probability and Information theory , with applications to radar "
London - Pergamon Press L.T.D. 1953 p. 81-89
- 2 George L. TURIN : " An introduction to matched filters "
IRE Transactions on information theory Vol. 116 Juin 1960 n° 3 p.311-329
- 3 L. SLOBODIN : " Optical correlation technique "
Proc. IEEE dec.1963 p. 1782
- 4 M. ARM - L. LAMBERT et I. WEISSMAN : " Optical correlation technique for radar pulse compression "
Proc. IEEE Juillet 1964 p. 842
- 5 J.S. GERIG et H. MONTAGUE : " A simple optical filter for Chirp Radar "
Proc. IEEE Decembre 1964 p. 1753
- 6 M.F. IZZO : " Optical correlation technique using a variable reference function "
Proc. IEEE Novembre 1965 p. 1740
- 7 CARPENTIER : " Radar - Concepts nouveaux "
Dunod - Paris 1966
- 8 D.A. BERLINCOURT , D.R. CURRAN et H. JAFFE : " Piezoelectric and piezomagnetic materials and their function in transducers "
Physical Acoustics - Vol. 1 Part. A3 p. 233 - 256
- 9 G. KOSSOF
IEEE Transaction on sonics and ultrasonics Mars 1966 Vol. SV 13
n° 1 p. 20

- 10 M. ARM , L. LAMBERT et B. SILVERBERG : " Electro-optical transfer characteristics of liquid delay-line light modulators "
Columbia University
- 11 J.F. NYE : " Propriétés physiques des cristaux "
Dunod 1961
- 12 L. CARREZ : " Thèse de Docteur-Ingénieur " Lille 1968
- 13 B. CARLIN : " Les ultrasons "
Eyrolles Paris 1963 p. 21
- 14 B. BANKS , G.E. OLDFIELD et H. RAWDING : " La détection ultrasonore des défauts "
Eyrolles Paris 1966 p. 258
- 15 J. BLITZ : " Fundamentals of ultrasonics "
Butterworths London 1963 p. 26
- 16 L. BERGMANN : " Der Ultraschall "
S. Hirzel Verlag Stuttgart 1954 p. 650
- 17 OFFICER : " Introduction to the theory of sound transmission "
Mc Graw-Hill Book Company London 1958 p. 204
- 18 T.F. HUETER et R.H. BOLT : " Sonics : Techniques for the use of sound and ultrasound in engineering and sciences "
J. WILEY New-York 1965 p. 39
- 19 Y. ROCARD : " Dynamique générale des vibrations "
Masson Paris 1960 p. 87
- 20 C.V. RAMAN et N.S. NATH : " The diffraction of light by high frequency sound waves "
Parts I-V Proc. Ind. Acad. Sci. 1935-1936

- 21 A. DEFEBVRE : " Thèse de Doctorat " Lille 1966

- 22 W.G. MAYER
 J1. Acoust. Soc. Amer. t. 35 1963

- 23 C.L. RUTHROOF : " Some broadband transformers "
 Proc. IRE Aout 1959

- 24 R. AUDUBERT : " Electrolyse "
 Presses universitaires de France Paris 1953

- 25 L. BERGMANN : " Der Ultraschall "
 S. Hirzel Verlag Stuttgart 1954 p. 249-263

- 26 R. LUCAS et P. BICQUARD : " Propriétés optiques des milieux solides ,
 liquides soumis aux vibrations élastiques ultrasonores "
 J. Physique tome 3 série 7 1932

Académie de Paris

UNIVERSITE de PARIS VI

11, Quai Saint Bernard - Paris 5

SERVICE DE LA SCOLARITE

Bureau des Enseignements du 3e Cycle

tél 336.25.25 et 325.12.21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT :
THESE DE : DOCTEUR - INGENIEUR

NOM : SIMANSKI

Prénoms : Jean-Pierre

né le 31 Octobre 19.46 à VENDIN-le-VIEL Dép^t : Pas de Calais

1ère THESE : " Contribution à l'étude de transducteurs amortis à large bande;

Application au traitement optique de l'information.

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :



Vu et Approuvé

PARIS, le 21 Juillet 1971

Le Président

de l'Université de PARIS VI

A handwritten signature in dark ink, appearing to be "J.P. Simanski".

